

Квантовый двумерный ферромагнетик, магнитные цепочки и упорядочение кислорода в монокристаллах $\text{La}_2\text{NiO}_{4.125}$

А. А. Никонов¹⁾, О. Е. Парфенов

Российский научный центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 4 июня 2003 г.

Исследована температурная зависимость магнитной восприимчивости $\chi(T)$ в области магнитно-зарядового упорядочения монокристаллов $\text{La}_2\text{NiO}_{4.125}$ с разной степенью упорядочения избыточного кислорода. В отсутствие упорядочения избыточного кислорода $\chi(T)$ подчиняется зависимости $\chi(T) \approx C/T^2$, что объясняется образованием 1D FM гейзенберговских цепочек примесных состояний с $S = 1/2$. Упорядочение кислорода создает благоприятные условия для образования 2D FM гейзенберговских решеток примесных состояний с $S = 1/2$ и экспоненциальной зависимостью $\chi(T) \approx C(T)^2 \exp(4\pi JS^2/kT)$, что является признаком образования квантового 2D гейзенберговского ферромагнетика.

PACS: 75.10.Nk, 75.30.-m, 75.40.Cx

В последние годы уделяется пристальное внимание изучению необычных магнитно-зарядовых сверхструктур – страйпов (stripe). Полагают, что именно в микроскопическом механизме возникновения этих объектов могут находиться ключи к пониманию таких явлений, как ВТСП в купратах и гигантское магнетосопротивление в манганитах [1]. В то же время, целесообразность описания страйпов как исключительно нового экзотического образования подвергается интенсивному обсуждению со стороны авторов, использующих в своих моделях более “традиционные” представления (см. M. Braden и др. [1]). Оставаясь в рамках “традиционных” представлений, в ряде теоретических моделей полагают, что допирование исходных антиферромагнитных (AFM) диэлектрических соединений приводит к образованию подсистемы примесных комплексов [2]. При относительно низкой температуре каждый такой комплекс состоит из примеси и локализованной в ее окрестности дырки. Дырка локализуется на орбиталях атомов магнитных плоскостей основной решетки, образует сложное примесное состояние. Кристаллическая и магнитная решетки в области примесного состояния сильно искажены. Чаще всего процесс локализации дырки при малых концентрациях рассматривают как образование связанного с акцептором полярона малого радиуса [3], это модель “глубокой” примеси. При увеличении концентрации дырок возникает тенденция к упорядочению “поляронов” либо в одномерные цепочки, либо в двумерные решетки [4], проявляющиеся в виде магнитно-зарядовых сверхструктур.

Очевидно, что нельзя понять механизм образования таких сверхструктур, не изучив их необычные магнитные свойства. Первыми “страйпы” были обнаружены в $\text{La}_2\text{NiO}_{4+x}$ при $x \sim 0.125$ [5–7], на данный момент их проводящие и магнитные свойства мало изучены, имеется очень ограниченное число данных по намагниченности и восприимчивости [5, 8]. Кроме этого, все они получены в сильном магнитном поле ~ 1 Тл, что не позволяет провести корректный анализ температурной зависимости $\chi(T)$. Такой анализ является важным независимым источником информации о величине и знаке обменного взаимодействия J , величине магнитных моментов S , характере магнитной анизотропии и размерности магнитной системы.

Целью данной работы являлось исследование в слабом магнитном поле магнитных свойств магнитно-зарядовых структур и их корреляции с процессами упорядочения кислорода в монокристаллах $\text{La}_2\text{NiO}_{4.125}$, что привело к открытию магнитного состояния, которое хорошо описывается моделью квантового 2D гейзенберговского ферромагнетика с $S = 1/2$.

Для исследований использовались монокристаллы $\text{La}_2\text{NiO}_{4+x}$, выращенные методом бестигельной зонной плавки [10], с массой $m \sim 0.08$ г. Необходимая концентрация кислорода $x = 0.125(2)$ достигалась с помощью отжига при $T \approx 650$ С при соответствующем давлении кислорода [11] и уточнялась по величине параметра кристаллической решетки $c = 12.668(1)$ А, измеренного при комнатной температуре [12]. Параметры кристаллической решетки, наличие и характер упорядочения примесного кислорода определялись с помощью рентгенострук-

¹⁾e-mail: nikonov@issph.kiae.ru

турного анализа на установке ДРОНЗ. Нейтронно-структурный анализ, проведенный на реакторе ИР-8 РНЦ "КИ", показал, что используемый кристалл обладает высокой степенью объемной однородности, с мозаичностью, не превышающей 15' вдоль оси c . Магнитные свойства изучались с помощью измерения начальной магнитной восприимчивости $\chi(T)$ в слабом переменном магнитном поле $h = h_0 \sin(\omega t)$, $h_0 = 1$ Э, $f = 1$ кГц. Подробное описание методики измерения представлено в [13]. Параллельно с восприимчивостью проводились измерения электросопротивления $R_{ab}(T)$ ($E \parallel ab$). Измерения проводились 4-контактным способом на образце размером $1 \times 1 \times 0.5$ мм, отрезанном от основного кристалла. Контакты изготавливались с помощью вжигания серебряной пасты.

Экспериментальная температурная зависимость магнитной восприимчивости $\chi_{[010]}(T)$ представлена на рис.1. Мы не обнаружили анизотропии воспри-

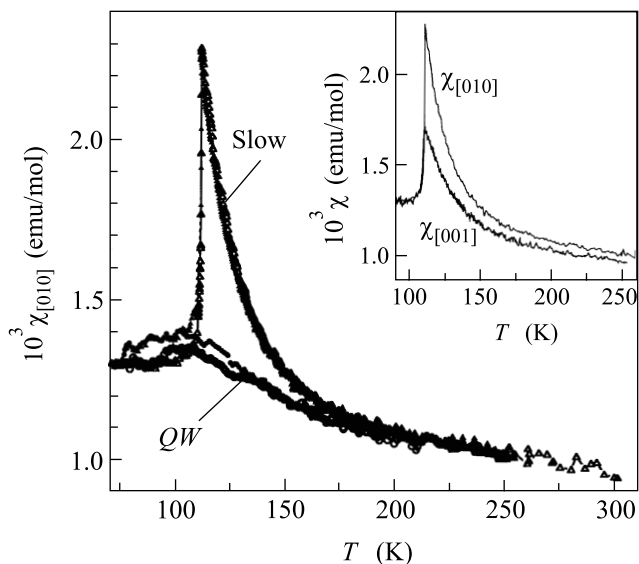


Рис.1. Температурная зависимость молярной восприимчивости $\chi_{[010]}(T)$ монокристалла $\text{La}_2\text{NiO}_{4.125}$. Символом QW отмечена $\chi_{QW}(T)$. На вставке показаны $\chi_{[010]}(T)$ и $\chi_{[001]}(T)$

имчивости в плоскости ab $\chi_{[100]} = \chi_{[010]} = \chi_{[110]}$, что может быть связано как с двойникованием 1D ФМ цепочек [7], так и с изотропными свойствами 2D решетки магнитных поляронов. Ниже 200 К поведение $\chi_{[010]}(T)$ начинает сильно отклоняться от поведения при $T > 200$ К. При $T_c = 110.5$ К наблюдается скачкообразное уменьшение $\chi_{[010]}$, сопровождающееся небольшим гистерезисом, что характерно для переходов I-го рода. При охлаждении величина восприимчивости несколько превышает значение, наблюда-

емое при нагреве. Этот гистерезис коррелирует с гистерезисом величины сверхструктурного волнового вектора магнитно-зарядовой структуры, обнаруженным ниже T_c в работе [9]. В то же время, в отличие от [5, 8], мы обнаружили аномально сильный рост у поперечной восприимчивости $\chi_{[001]}(T)$ (вставка на рис.1). При температуре $T_c = 110.5$ К отношение $\chi_{[010]}/\chi_{[001]} \sim 2$. Наложение дополнительных постоянных продольных и поперечных магнитных полей ~ 1.5 кЭ не приводит к изменению $\chi(T)$.

С помощью рентгеноструктурного анализа мы обнаружили и исследовали слабые рефлексы примесной сверхструктуры $(2.67, 3, 0)$ и $(3, 2.67, 0)$. Сканирование проводилось вдоль направления $(3-h, 2.67+h, 0)$. Полученные при 295 К рефлексы показаны на вставке рис.2. Эти рефлексы свидетельствуют о 2D мо-

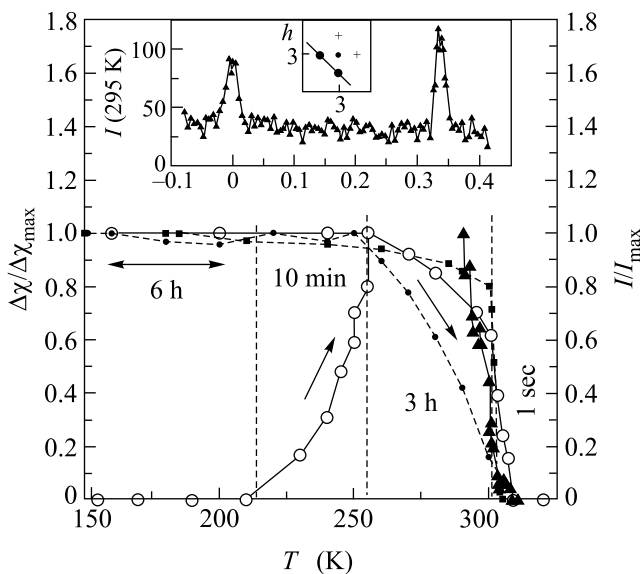


Рис.2. Светлыми кружками показано поведение $\Delta\chi(T)$ при низкотемпературном отжиге. Черными треугольниками представлено изменение высоты интенсивности сверхструктурного рефлекса $(3-h, 2.67+h, 0)$, изображенного на вставке. Черные кружки и квадраты – данные Tranquada [7] и Nakajima [6], соответственно

дуляции заряда в плоскости CuO_2 . В [8] найдено, что модуляция заряда $(1/3, 0, 1)$ совпадает со спиновой модуляцией при $T > T_c = 110.5$ К. Изменение интенсивности этих рефлексов при нагревании показано на рис.2 черными треугольниками. Каждая точка снималась в течение ~ 30 мин. Поведение интенсивности сверхструктурного рефлекса и температура его исчезновения $T_0 \sim 305$ К совпадают с данными по упорядочению кислорода Tranquada [7] и Nakajima [6], представленными на рис.2 черными кружками и квадратами, соответственно. Интенсивность сверх-

структурных рефлексов отражает процесс упорядочения кислорода в наших кристаллах. Видно, что выше 305 К дальний порядок в расположении примесных атомов исчезает. После закалки от 320 до 295 К сверхструктурный рефлекс восстанавливается через ~ 3 ч. То есть при достаточно быстром охлаждении строгий порядок в расположении примесных атомов возникнуть не успевает. Меняя скорость закалки и проводя последующие низкотемпературные отжиги, мы исследовали связь аномального поведения восприимчивости со степенью упорядочения примесного кислорода.

На рис.1 представлена $\chi_{[010]}^{QW}(T)$, полученная на образце, который после нагрева до 320 К был быстро опущен в жидкий азот. Как ожидалось, закалка привела к сильному уменьшению аномального роста $\chi_{[010]}(T)$. Однако значение восприимчивости ниже T_c и гистерезис после закалки не изменились, что подтверждается многократным термоциклированием от 78 до 200 К. Так как в этом температурном интервале кислород неподвижен, то $\chi_{[010]}^{QW}(T)$ и гистерезис определяются исключительно упорядочением дырок.

Восстановление аномалии $\Delta\chi(T_c) = \chi_{[010]}(T_c) - \chi_{[010]}^{QW}(T_c)$ с помощью отжига, нормированное на максимум, приведено на рис.2 светлыми кружками. Время выдержки образца при различных температурах отжига было разным, оно указано на рисунке. Аномалия начинает быстро расти при отогреве выше 210 К и выходит на максимальное значение при ~ 250 К. Дальнейший отогрев приводит к уменьшению аномалии. Полное время выдержки образцов в интервале температур отжига 250–300 К, необходимое для достижения равновесного состояния, не менее 3 ч. Отношение $\Delta\chi(250\text{ К})/\Delta\chi(300\text{ К}) \approx 3/2$. Уменьшение высоты аномалии при нагреве выше 303 К происходит много быстрее. В данном случае отжиг осуществлялся нагревом до заданной температуры и немедленным последующим охлаждением. Хорошо видно, что изменение $\Delta\chi$ при отжиге коррелирует с поведением интенсивности сверхструктурного рефлекса, полученного из наших рентгеноструктурных данных и из нейтронноструктурных данных [6, 7]. Из этой корреляции следует, что $\Delta\chi(T)$ прямо пропорционально числу упорядоченных примесных атомов.

Очевидно, что процесс упорядочения примесных состояний, участвующих в электронном транспорте, должен отражаться на температурном поведении проводимости. На рис.3 представлены экспериментальные температурные зависимости электросопротивления $R_{ab}(T) \sim R_0 \exp(E/kT)$ и энергии активации $E(T) = d(\ln R_{ab})/dT^{-1}$, измеренные на одном об-

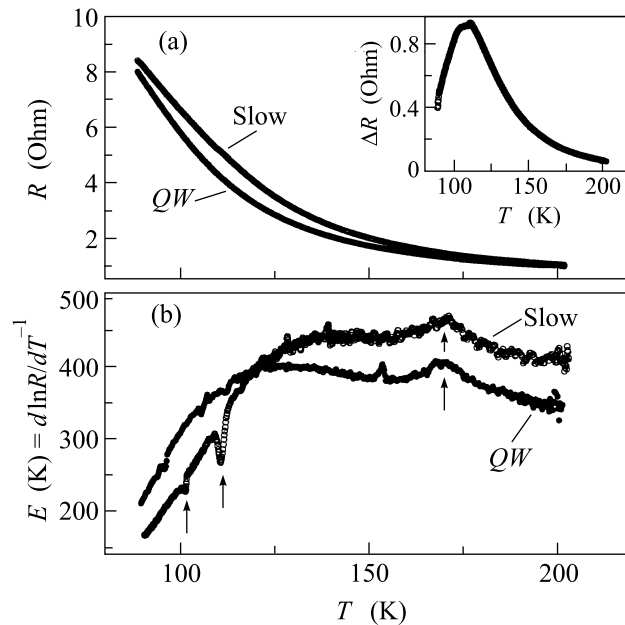


Рис.3. (а) Температурная зависимость электросопротивления $R_{ab}(T)$ медленно охлажденного от 290 К и закаленного от 320 К образца. На вставке показана разница $\Delta R_{ab}(T) = R^{Sl}(T) - R^{QW}(T)$. (б) Температурная зависимость энергии активации, полученной при разной скорости охлаждения

разце, но охлажденном с разной скоростью. На вставке показана разность $\Delta R(T) = R^{Sl}(T) - R^{QW}(T)$. Хорошо видно подобие температурных зависимостей $\Delta\chi(T)$ и $\Delta R(T)$ выше T_c . Однако наиболее ярко события, связанные с упорядочением, проявляются на $E(T)$. Значение $E \cong 400$ К говорит о том, что при $T < 200$ К большая часть дырок локализована на примесных состояниях. При температуре 170 К на $E(T)$ имеется отчетливый пик. Сильное уменьшение $E(T)$ наблюдается ниже 130 К. При температурах 110 и 102 К, соответствующих магнитно-зарядовым переходам [9], на $E^{Sl}(T)$ существуют резкие пикки. Из нейтронноструктурных данных известно, что при $T \sim 160$ К магнитная корреляционная длина $\xi \sim 10$ Å (Nakajima [6]) сравнивается со средним расстоянием между примесными состояниями [9]. Поэтому наиболее вероятной причиной появления пика на $E(T)$ при 170 К является возникновение ближнего порядка магнитно-дырочной структуры. Ближний порядок определяется величиной магнитного взаимодействия J ближайших примесных состояний или магнитных поляронов и поэтому не зависит от степени упорядочения кислорода и скорости закалки. Поскольку дырки сильно связаны с примесными атомами кислорода, то упорядочение примеси должно способствовать релаксации упругих напряжений в кристаллической

решетке и развитию в системе магнитных поляронов дальнего порядка. Резкое уменьшение энергии активации $E(T)$ ниже ~ 130 К, скорее всего, связано с развивающимся в системе примесных состояний дальним порядком. Закалка приводит к уменьшению энергии активации при $T > 115$ К, смещению температуры излома в сторону низких температур и исчезновению пиков при 110 и 102 К, которые напрямую связаны с дальним порядком в системе дырок. Появление пиков при этих температурах и исчезновение их после закалки указывает на изменение типа дальнего порядка.

Размерность структуры, величину магнитного взаимодействия между поляронами J и магнитного момента S можно определить по температурной зависимости восприимчивости $\chi_{[010]}(T) = \chi_0 + \chi_S(T)$. Здесь мы используем простейшее предположение: χ_0 – слабо зависящая от температуры часть восприимчивости, а $\chi_S(T)$ – вклад, связанный с образованием магнитно-дырочной структуры. При использовании степенной зависимости $\chi_S \sim (T - T_c)^{-\gamma}$ получается необычайно большая величина критического индекса $\gamma > 6$. Известно, что аномально большая величина γ указывает на экспоненциальную температурную зависимость восприимчивости, которая является отличительной особенностью низкоразмерных магнитных систем.

Известно несколько магнитных систем, у которых восприимчивость с ростом температуры уменьшается по экспоненциальному закону. Во-первых, это 1D изинговские ферромагнитные цепочки спинов $S_{[010]} = 1/2$ с анизотропным взаимодействием $J_{[010]}$ [14–19]. Продольная магнитная восприимчивость таких цепочек при условии $T < J/k$ подчиняется зависимости

$$\chi_{\text{mol}}(T) = \chi_0 + f \frac{N_A g^2 \mu_B^2}{4k} T^{-1} e^{2J/kT}. \quad (1)$$

Во-вторых, это 2D FM гейзенберговские решетки спинов S [18, 20, 21]. Магнитная восприимчивость 2D квантовой системы при $T < J/k$ подчиняется зависимости

$$\chi_{\text{mol}}(T) = \chi_0 + f \frac{N_A g^2 \mu_B^2}{3k} \cdot 5 \cdot 10^{-3} (S)^{-7} (J)^{-3} T^2 e^{4\pi JS^2/kT}, \quad (2)$$

где f – доля дырок по отношению к числу атомов Ni, $\chi_0 \sim \text{const}$.

Предположим, что поляроны с $S = 1/2$ упорядочиваются в 1D FM изинговские цепочки. В результате подгонки с помощью уравнения (1) получены значения $J/k = 240 \pm 20$ К и $\chi_0 = 9.6 \times 10^{-4}$ СГСМ/моль. При подгонке мы использова-

ли метод наименьших квадратов. Однако известно, что в модели 1D FM изинговских цепочек на поперечной восприимчивости должен наблюдаться максимум при $T_{\text{max}} = 0.82J/k \sim 200$ К. Отсутствие такого максимума на поперечной восприимчивости в исследуемом интервале температур позволяет отклонить модель 1D FM изинговских цепочек с $S = 1/2$.

Предположим, что аномальное поведение восприимчивости связано с образованием 2D FM гейзенберговских решеток и подчиняется зависимости (2). На рис.4а экспериментальная зависимость $\chi_S(T)$ пред-

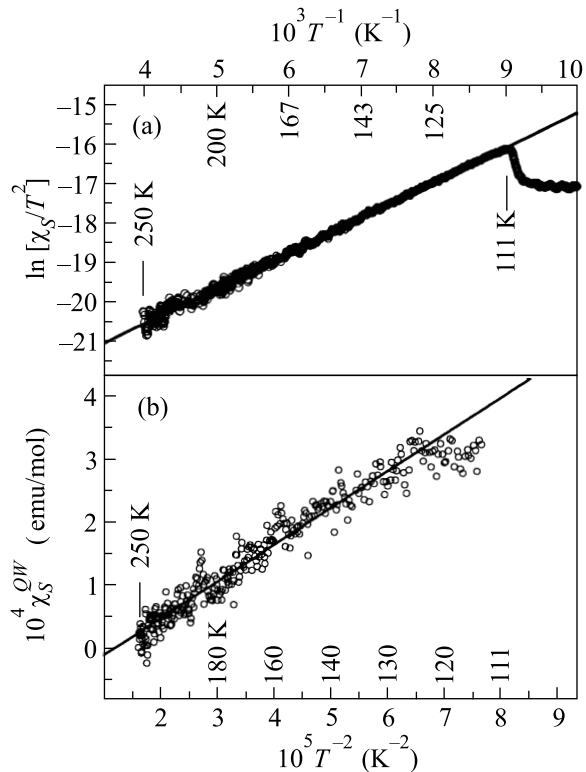


Рис.4. Экспериментальные значения температурной зависимости восприимчивости $\chi_S(T) = \chi_{[010]}(T) - \chi_0$. Сплошная линия – подгоночные зависимости: (a) $\ln\{\chi_S(T)/T^2\} = -\ln C + 4\pi JS^2/kT$, (b) $\chi_S^{\text{QW}}(T) = C/T^2$

ставлена в полулогарифмическом масштабе в зависимости от обратной температуры, $\chi_0 = 9.6 \times 10^{-4}$ СГСМ/моль. В этих координатах экспонента видна очень отчетливо. В результате подгонки получено значение степени экспоненты $4\pi JS^2/k = 900 \pm 20$ К, что дает $J/k = 75 \pm 20$ К для $S = 1$, $S \rightarrow \infty$ и $J/k = 300 \pm 20$ К для $S = 1/2$. Значение $J/k = 75$ К не удовлетворяет условию $T < J/k$ и вообще выпадает за границы исследуемого температурного интервала. Для множителя, стоящего перед экспонентой, подгон-

ка дает значение $3.4 \cdot 10^{-11}$ СГСМ/моль. Подставляя $J/k = 300$ К и $S = 1/2$, получаем значение доли дырок, дающих вклад в аномалию $f \approx 3 \cdot 10^{-3}$. Отсюда следует, во-первых, что в формировании ферромагнитной решетки принимает участие очень малое количество дырок, менее 5%. Во-вторых, величина магнитного момента примесного состояния $S = 1/2$, что коррелирует с теоретическими оценками величины магнитного момента поляронов [2, 3].

Из экспериментов по закалке нами обнаружено, что при небольшом уменьшении высоты аномалии вследствие разупорядочения кислорода значение $J \sim \text{const}$. Когда же высота аномалии становится менее 50%, $\chi_S(T)$ перестает подчиняться экспоненциальной зависимости.

Особенность, наблюдаемая на $\chi_{[010]}^{QW}(T)$, выражена очень слабо. Поэтому ее анализ носит качественный характер. При анализе $\chi_{[010]}^{QW}(T)$ мы используем некоторые очевидные предположения о поведении магнитной системы. Во-первых, из общего поведения восприимчивости видно, что χ_0 не зависит от закалки и мы можем использовать значение, полученное при предыдущем анализе. Во-вторых, слабое влияние скорости охлаждения на поведение основных особенностей $E(T)$, обусловленных формированием ближнего порядка, а также слабое изменение J при постепенном увеличении беспорядка, косвенно указывают на независимость величин J и S от закалки. Температурная зависимость $\chi_{QWS}^{[010]}(T)$ хорошо описывается с помощью степенной зависимости $\chi_{[010]}^{QW}(T) = \chi_0 + CT^{-\gamma}$. Подгонка с помощью метода наименьших квадратов дает значения степени $\gamma = 1.9 \pm 0.2$ и коэффициента $C = 5.5 \pm 0.5$ СГСМ/моль. Квадратичная зависимость в более явном виде показана на рис.4б.

Из теории критических явлений известно, что значение $\gamma \approx 2$ соответствует либо 2D FM изинговской решетке вблизи $T \sim T_c$ или 1D FM гейзенберговским цепочкам при $T \leq J/k$. Значения T_c для разных 2D изинговских решеток представлены в обзоре [17, стр.235]. Для квадратной решетки $kT_c = 2J/\ln(\sqrt{2}-1) \approx 2.7 \cdot J$. Из наших измерений $T_c < 110$ К и $J/k \ll 110$ К, то есть значение J/k оказывается много меньше нижней границы температурного интервала, в котором производилась подгонка. Это указывает на некорректность применения 2D модели Изинга к закаленному образцу.

Предположим, что поведение $\chi_{QWS}^{[010]}(T)$ определяется 1D FM гейзенберговскими цепочками. Согласно теории [20, 22, 23], восприимчивость 1D FM гейзенберговских цепочек подчиняется зависимости

$$\chi_{\text{mol}} \cong \chi_0 + f \frac{N_A g^2 \mu_B^2}{k} \left(\frac{8|J|S^4}{3k} \right) T^{-2}. \quad (3)$$

Тогда из предыдущего анализа следует, что разупорядочение примеси приводит к переходу от 2D FM гейзенберговской решетки к системе 1D FM гейзенберговских цепочек. Приравняв коэффициент, стоящий перед T^{-2} , величине $C = 5.5$ СГСМ/моль и взяв $J/k \sim 300$ К и $S = 1/2$, получаем $f \approx 0.1$, то есть $\sim 50\%$ дырок.

Таким образом, в то время как 1D FM гейзенберговские цепочки формируются даже в отсутствие упорядочения примесных атомов кислорода, для формирования 2D FM гейзенберговских решеток упорядочение кислорода является определяющим фактором.

На основании анализа аномального поведения восприимчивости $\chi(T)$, измеренной в слабом поле, показано, что упорядочение дырок в монокристаллах $\text{La}_2\text{NiO}_{4.125}$ приводит к образованию 1D FM гейзенберговских цепочек связанных поляронов с внутрицепочечным магнитным взаимодействием $J/k = 300 \pm 20$ К и магнитным моментом $S = 1/2$. Упорядочение примеси создает благоприятные условия для образования квантовых 2D FM гейзенберговских решеток примесных состояний с $S = 1/2$ и значением $J/k = 300 \pm 20$ К. Таким образом, $\text{La}_2\text{NiO}_{4.125}$ является уникальным объектом для исследования свойств квантового 2D гейзенберговского ферромагнетика, так как последний до сих пор наблюдался только в экспериментах с ^3He [см. ссылки в 21].

В заключение авторы выражают свою благодарность Д. А. Шулятьеву, вырастившему высококачественные кристаллы, П. П. Паршину – за помощь в проведении нейтронно-структурных исследований, Н. А. Черноплекову, А. А. Захарову – за проявленное внимание к работе и ценные замечания. Работа выполнена в рамках Госконтракта (грант # 107-1(00)-II).

1. B. G. Levi, Physics Today June 19 (1998); R. F. Service, Science **283**, 1106 (1999); V. J. Emery, S. A. Kivelson, and J. M. Tranquada, Proc. Natl. Acad. USA **96**, 8814 (1999); M. Braden, M. Meven, W. Reichardt et al., Phys. Rev. **B63**, R140510 (2001).
2. V. J. Emery, Phys. Rev. Lett. **58**, 2794 (1987); R. J. Birgeneau, C. Y. Chen, D. R. Gabber et al., Phys. Rev. Lett **59**, 1329 (1987); A. Aharony, R. J. Birgeneau and A. Coniglio, Phys. Rev. Lett. **60**, 1330 (1988); L. J. Glazman and A. S. Iosevich, Z. Phys. **B Cond. Matt.** **80**, 133 (1990).
3. А. О. Гоголин, А. С. Иоселевич, ЖЭТФ **98**, 681 (1990); C. H. Chen, S.-W. Cheong, and A. S. Cooper, Phys.

- Rev. Lett. **71**, 2461 (1993); G. Seibold, E. Sigmund, and V. Hiznykov, J. Superconductivity **9**, 407 (1996); K. A. Muller, G. Zhao, K. Conder, and H. Keller, J. Phys. Cond. Matt. **10**, L.291 (1998); T. Kasuya, Physica **C312**, 240 (1999); E. Winkler, F. Rivadulla, J.-S. Zhou, and J. B. Goodenough, Phys. Rev. **B66**, 094418 (2002); O. E. Парфенов, А. А. Никонов, С. Н. Барило, Письма в ЖЭТФ **76**, 719 (2002).
4. J. Zaanen and P. B. Littlewood, Phys. Rev. **B50**, 7222 (1994); Z. Hiroi, T. Obata, M. Takano et al., Phys. Rev. **B41**, 11665 (1990); T. Mizokawa and A. Fujimori, Phys. Rev. **B56**, 11920 (1997); A. H. Castro Neto, Phys. Rev. Lett. **78**, 3931 (1997); B. P. Stojkovic', Z. G. Yu, A. R. Bishop et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 4679 (1999).
 5. K. Yamada, T. Omata, K. Nakajima et al., Physica **C221**, 355 (1994).
 6. J. M. Tranquada, D. J. Buttrey, V. Sachan, and J. E. Lorenzo, Phys. Rev. Lett. **77**, 1003 (1994); K. Nakajima, Y. Endoh, S. Hosoya et al., J. Phys. Soc. Jpn. **66**, 809 (1997).
 7. J. M. Tranquada, J. E. Lorenzo, D. J. Buttrey, and V. Sachan, Phys. Rev. **B52**, 3581 (1995).
 8. J. M. Tranquada, P. Wochner, A. R. Moodenbaugh, and D. J. Buttrey, Phys. Rev. **B55**, R6113 (1997).
 9. P. Wochner, J. M. Tranquada, D. J. Buttrey, and V. Sachan, Phys. Rev. **B57**, 1066 (1998).
 10. A. M. Balbashev, D. A. Shulyatev, G. Kh. Panova et al., Physica **C256**, 371 (1996).
 11. H. Tamura, A. Hayashi, and Y. Ueda, Physica **C258**, 61 (1996).
 12. D. E. Rice and D. J. Buttrey, J. Sol. State Chem. **105**, 197 (1993).
 13. А. А. Никонов, ПТЭ **6**, 168 (1995); Instr. Exp. Tech. **38**, 807 (1995).
 14. V. L. Ginsburg and V. M. Fain, ZhETF **39**, 1323 (1960).
 15. S. Katsura, Phys. Rev. **127**, 1508 (1962).
 16. M. E. Fisher, J. Mat. Phys. **4**, 124 (1963); H. A. Kramers and G. H. Wannier, Phys. Rev. **60**, 252 (1941).
 17. C. Domb, Adv. Phys. **9**, 164, 235 (1960).
 18. D. S. Fisher and D. R. Nelson, Phys. Rev. **B16**, 2300 (1977).
 19. Jill. C. Bonner and M. E. Fisher, Phys. Rev. **B135**, A640 (1964).
 20. M. Takahashi, Phys. Rev. Lett. **58**, 168 (1987); Phys. Rev. **B36**, 3791 (1987).
 21. P. Kopietz and S. Chakravarty, Phys. Rev. **B40**, 4858 (1989).
 22. M. E. Fisher, Am. J. Phys. **32**, 343 (1964).
 23. M. Takahashi and M. Yamada, J. Phys. Soc. Jpn. **54**, 2808 (1985).