

18. Wagner P et al. *Europhys. Lett.* **58** 285 (2002)
19. Zhao J H et al. *Phys. Rev. B* **66** 184428 (2002)
20. Zhao J H et al. *J. Phys.: Condens. Matter* **13** 9349 (2001)
21. Uehara M et al. *Nature* **399** 560 (1999)

PACS numbers: 75.25.+z, 75.47.Lx

Нейтроннография легированных манганитов

В.Л. Аксенов, А.М. Балагуров,
В.Ю. Помякушин

Легированные манганиты привлекают большое внимание как теоретиков, так и экспериментаторов в связи с наблюдаемым в них эффектом колоссального магнетосопротивления (КМС). С физической точки зрения манганиты интересны, прежде всего, тесной взаимосвязью их электронной, решеточной и спиновой подсистем. В последнее время стало очевидно, что важную роль в физике манганитов играют неоднородные состояния, проявляющиеся, например, в виде зарядового упорядочения катионов марганца, структурных и магнитных поляронов или как фазовое расслоение при низкой температуре. Применение методов нейтроннографии позволяет получить детальную информацию о кристаллической и магнитной структуре манганитов, а также наблюдать эффекты, связанные с фазовым расслоением. Первое нейтронное дифракционное исследование легированных манганитов было выполнено еще в 50-х годах прошлого века в ставшей классической работе [1], где изучалась магнитная структура составов $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_{3-\delta}$. Было установлено, что в зависимости от уровня легирования и кислородной стехиометрии возникает несколько разных типов магнитной структуры (в [1] предложено семь типов) и, кроме того, возможна их суперпозиция. Для объяснения наблюдаемого в [1] в $\text{LaMnO}_{3-\delta}$, а затем и в других составах (например, в $\text{Pr}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ [2]) одновременного присутствия на нейтронограммах дифракционных пиков, связанных с ферромагнитным (ФМ) и антиферромагнитным (АФМ) порядком, долгое время обсуждались две взаимоисключающие модели: сосуществование двух пространственно разделенных магнитных (ФМ+АФМ)-фаз и однородное состояние со скошенной АФМ-структурой. В случае смешанного состояния неясным оставался вопрос о характерных размерах неоднородностей. Согласно теоретическим оценкам, данным еще в 70-х годах в работах Нагаева (см. его обзор [3] и ссылки в нем), размер зарядово-разделенных областей регулируется кулоновской энергией и не может быть большим ($\leq 20 \text{ \AA}$), тогда как из дифракционных данных следовало, что размеры, например, ФМ-включений в АФМ-матрице составляют не менее 1000 \AA .

Начиная с середины 90-х годов, было выполнено большое количество нейтроннографических работ, в которых получены свидетельства о наличии в легированных манганитах фазового расслоения как на микроскопических (порядка 10 \AA), так и на мезоскопических (порядка 1000 \AA) масштабах длины. Так, в работе [4] с помощью неупругого рассеяния нейтронов изучались магнитные корреляции и длинноволновая спиновая динамика в составах $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$, $0 \leq x \leq 1/2$. При $x = 1/3$, т.е. в

максимуме магнетосопротивления, при температуре выше 200 K (температура перехода из ферромагнитной фазы в парамагнитную $T_C = 250 \text{ K}$) наблюдалось развитие критических спиновых флуктуаций, размер которых вплоть до T_C оценивался примерно в 12 \AA . Аналогичный размер областей неоднородностей зарегистрирован при $x = 1/3$ с помощью малоуглового рассеяния при $T \geq T_C$ [5]. Сосуществование ферромагнитного и антиферромагнитного состояний наблюдалось с помощью неупругого рассеяния в области центрального пика для состава $\text{La}_{0.53}\text{Ca}_{0.47}\text{MnO}_3$ при $T = 0,93T_C$ [6]. В области антиферромагнитного состояния при малом уровне допирования ($x = 0,05$ и $0,08$) ниже T_N также были обнаружены магнитные кластеры или магнитные поляроны с характерными размерами порядка 10 \AA [7]. Приведенные данные свидетельствуют о появлении кластеров ближнего порядка с размером примерно 10 \AA при различном уровне легирования в случае $x < 0,5$. Однако о микроскопическом фазовом расслоении в прямом смысле (см. обзор [8]) уверенно можно говорить только при малых концентрациях Са ($x \leq 0,15$). Данные работ [4, 5] о составах с $x = 0,3$ скорее свидетельствуют о наличии кластеров-предшественников в области фазового перехода.

В серии наших работ, выполненных в 1998–2002 гг., детально исследовано соединение $(\text{La}_{1-y}\text{Pr}_y)_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ (далее LPCM-y), являющееся типичным представителем трехмерных перовскитных манганитов [9–13]. Оно интересно тем, что изменения y от 0 до 1, приводящего к уменьшению среднего радиуса А-катиона $\langle r_A \rangle$ всего на $\sim 0,03 \text{ \AA}$, оказывается достаточно для радикального изменения типа магнитной структуры и транспортных свойств: соединение $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ является ферромагнитным металлом ниже 250 K , соединение $\text{Pr}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ — диэлектриком со сложной магнитной структурой, возникающей ниже 150 K . Именно в составах LPCM в 1998 г. был открыт колоссальный изотопический эффект, проявляющийся в том, что при замене изотопа ^{16}O на ^{18}O металлическое состояние меняется на диэлектрическое [14].

Составы $(\text{La}_{1-y}\text{Pr}_y)_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ были приготовлены на химическом факультете МГУ в лаборатории А.Р. Кауля. Исходные образцы содержали естественную смесь изотопов кислорода ($99,7\% \text{ }^{16}\text{O}$). Обогащение образцов изотопом ^{18}O до 85% осуществлялось в Российском научном центре "Курчатовский институт" в лаборатории Н.А. Бабушкиной, где, кроме того, измерялись их макроскопические характеристики (электропроводность, магнитная восприимчивость). Особое внимание было уделено кислородной стехиометрии, поскольку в качестве возможного объяснения наблюдавшегося в составе LPCM-75 колоссального изотопического эффекта выдвигалось предположение о различии коэффициентов диффузии изотопов и, как следствие, их различном содержании в образце [15]. Однако как из данных йодометрического титрования, так и из дифракционных данных следовало, что примененная методика изотопного замещения обеспечивает равенство содержания кислорода в образцах с ^{16}O и ^{18}O с необходимой точностью (заведомо лучшей, чем $0,01$). Нейтроннографические эксперименты были выполнены на двух нейтронных дифрактометрах: ФДВР в ОИЯИ на импульсном реакторе ИБР-2 и ДМС в Институте П. Шеррера на источнике SINQ. На обоих дифрактометрах дифрак-

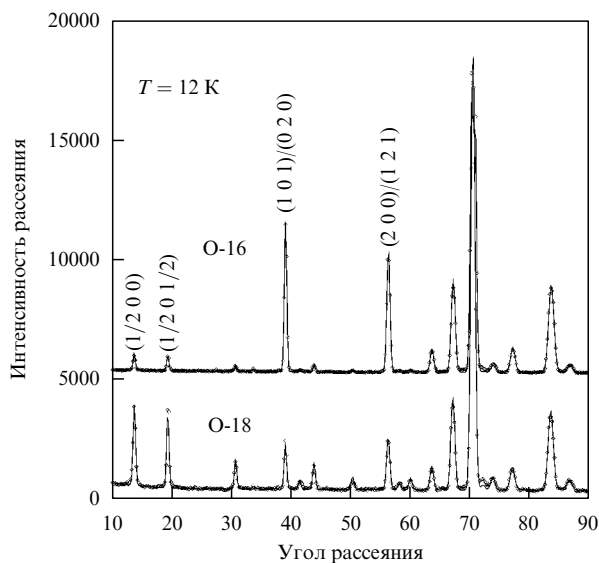


Рис. 1. Дифракционные спектры образцов с ^{16}O (O-16 верхний) и ^{18}O (O-18 нижний), измеренные на ДМС при $T = 12\text{ K}$. Для спектра O-16 шкала ординат сдвинута на 5000 отсчетов. Индексами Миллера обозначены наиболее интенсивные ФМ- и АФМ-пики.

ционные спектры измерялись в режиме отогрева образца в диапазоне от 10 до 293 К. Пример дифракционного спектра, измеренного на ДМС, приведен на рис. 1 [11]. Уточнение кристаллической и магнитной структур проводилось методом Ритвельда в стандартной для манганитов с $\langle r_A \rangle \approx 1,2\text{ \AA}$ пространственной группе $R\bar{3}m$, в которой параметры элементарной ячейки связаны с параметрами кубического перовскита, $a_c \approx 3,8\text{ \AA}$, соотношениями: $a \approx c \approx \sqrt{2}a_c$, $b \approx 2a_c$.

Наиболее подробно был изучен состав LPCM-75 ($y = 0,75$) с изотопами ^{16}O и ^{18}O [10–12]. Анализ температурной зависимости интенсивностей магнитных дифракционных пиков показал, что в образце с ^{18}O при $T \leq 145\text{ K}$ появляются сверхструктурные рефлексы типа $(0, 0, 1/2)$ и $(1/2, 0, 1/2)$, связанные с установлением антиферромагнитного порядка с псевдо-СЕ типом структуры. Их интенсивность монотонно возрастает с понижением температуры. ФМ-вклад в дифракционные пики в пределах достигнутой статистической точности ($\sim 1,3\%$) отсутствовал. Для образца с ^{16}O при той же $T_N \approx 145\text{ K}$ возникает псевдо-СЕ АФМ-структура, но зависимость интенсивности от температуры имеет немонотонный характер с максимумом при $T \approx 110\text{ K}$, который коррелирует с возникновением ФМ-компоненты в соответствующих брэгговских пиках. Очевидной интерпретацией этого факта явилось предположение о фазовом расслоении, а именно возникновении областей с ФМ-упорядочением и постепенным заполнением ими почти всего объема образца (при $T \leq 50\text{ K}$ около 85% объема образца упорядочено ферромагнитно). Прецизионный структурный анализ показал, что кристаллографические параметры образцов с изотопами ^{16}O и ^{18}O (параметры элементарной ячейки, межатомные расстояния и валентные углы) совпадают с высокой точностью во всем интервале температур выше точки перехода образца с ^{16}O в ФМ-фазу. Структурная идентичность образцов при $T > T_{\text{ФМ}}$ и малость структурных изменений при переходе образца с ^{16}O в металлическое состояние позволили утверждать, что структурные эффекты не

являются причиной их драматически разного поведения при низкой температуре.

Сосуществование ФМ- и АФМ-вкладов в интенсивности дифракционных пиков образцов с ^{16}O наблюдалось для всех концентраций Pr, больших 0,6, но характер температурной зависимости интенсивности АФМ-пиков резко менялся при переходе от $y = 0,8$ к $y = 0,9$. В LPCM-80 АФМ-пики, отвечающие векторам распространения $\mathbf{k}_1 = (0\ 0\ 1/2)$ и $\mathbf{k}_2 = (1/2\ 0\ 1/2)$, появляются при $T_N \approx 130\text{ K}$, затем при $T \approx T_C \approx 120\text{ K}$ интенсивность пиков обоих типов проходит через максимум и ниже 90 К уменьшается в несколько раз. В LPCM-90 интенсивность пиков обоих типов постепенно нарастает ниже $T_{\text{АФМ}} \approx 130\text{ K}$ и $T_{\text{ФМ}} \approx 95\text{ K}$ без характерного максимума, который зарегистрирован для составов с $0,6 \leq y \leq 0,8$. Такая смена поведения могла быть связана с разной степенью однородности низкотемпературного состояния. Для получения прямой информации мы, следуя работе [1], провели эксперименты по изучению влияния внешнего магнитного поля на магнитную структуру $(\text{La}_{1-y}\text{Pr}_y)_{0,7}\text{Ca}_{0,3}\text{MnO}_3$. Идея эксперимента состоит в том, что в случае однородного состояния с неколлинеарной магнитной структурой должно наблюдаться синхронное изменение интенсивностей дифракционных пиков разного типа, тогда как для пространственно разделенных ФМ- и АФМ-упорядоченных областей можно ожидать различия в величине поля, оказывающего заметное влияние на ФМ- или АФМ-упорядочение. Эксперименты с образцами LPCM-75 и LPCM-90 проведены на дифрактометре ДМС в геометрии с вертикальным, т.е. перпендикулярным плоскости рассеяния, направлением поля в диапазоне от 0 до 40 кЭ при $T = 4,3\text{ K}$. Зависимости интенсивностей ФМ- и АФМ-пиков от величины магнитного поля показаны на рис. 2 [13]. Видно, что для LPCM-75 (рис. 2а) интенсивность ФМ-пиков линейно увеличивается в интервале от 0 до 10 кЭ, после чего остается практически постоянной. Наоборот, интенсивность АФМ-пиков в этом образце остается в пределах ошибок неизменной до 10 кЭ, а затем убывает почти до нуля. Очевидно, что эти зависимости не могут быть объяснены в рамках однородной магнитной структуры с синхронным изменением ФМ- и АФМ-компонент. Для состава с $y = 0,9$ (рис. 2б) наблюдается практически идеальная корреляция в изменениях интенсивности ФМ- и АФМ-пиков: линейное (в пределах экспериментальных ошибок) изменение (рост ФМ- и уменьшение АФМ-пиков), резкий скачок между 25 и 30 кЭ и выход на насыщение к 40 кЭ.

На рисунке 3 приведены магнитные фазовые диаграммы $(\text{La}_{1-y}\text{Pr}_y)_{0,7}\text{Ca}_{0,3}\text{MnO}_3$ для составов с ^{16}O и ^{18}O , полученные на основе перечисленных выше результатов и некоторых литературных данных. Видно, что обе диаграммы качественно одинаковы, а именно правая нижняя часть является однородным ФМ-М состоянием, левая нижняя часть — (почти) однородным АФМ-Д состоянием; между ними находится область смешанного двухфазного состояния. Температура АФМ-перехода слабо зависит от концентрации Pr, а $T_{\text{ФМ}}$ линейно уменьшается с увеличением y . Есть и заметные отличия: диаграмма для составов с ^{18}O сдвинута вправо, т.е. в сторону меньших y , двухфазная область существенно уже по y , АФМ-структура всегда коллинеарная, т.е. ФМ-компонента отсутствует, и, соответственно, ниже $T_{\text{АФМ}}$ нет дополнительной линии перехода; наконец,

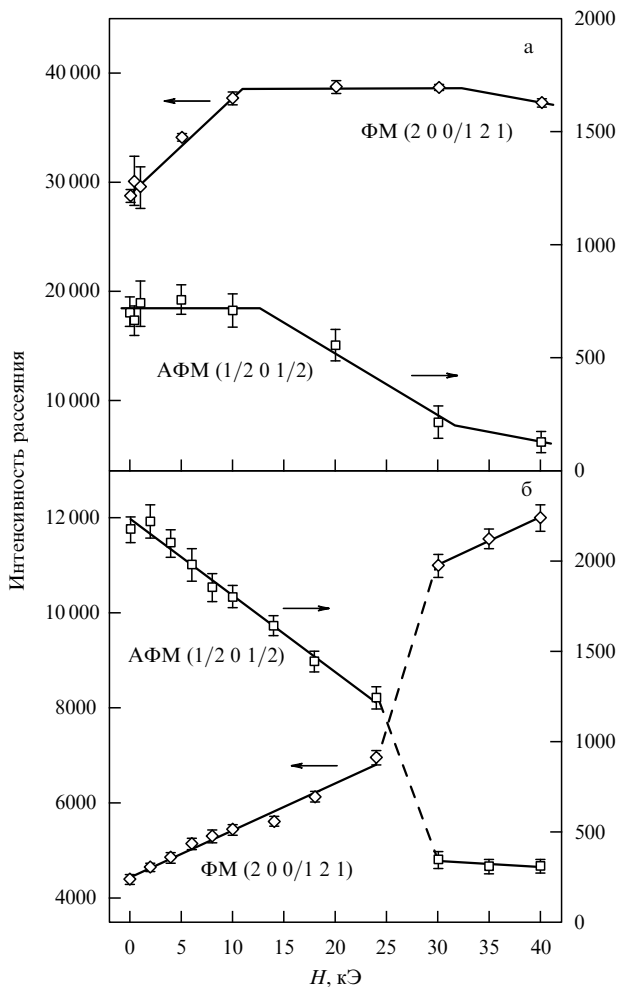


Рис. 2. Зависимости интенсивностей дифракционных ФМ- и АФМ-пиков образцов LPCM-75 (а) и LPCM-90 (б) от величины внешнего магнитного поля, измеренные при $T = 4,3$ К. LPCM-75 находится в пространственно неоднородном двухфазном состоянии, соответственно изменение ФМ- и АФМ-интенсивностей происходит некоррелировано. Наоборот, большая часть образца LPCM-90 находится в однородном состоянии с неколлинеарной магнитной структурой. Синхронное изменение ФМ- и АФМ-интенсивностей связано с изменением угла между направлениями магнитных моментов на соседних атомах Mn.

наклон функции $T_{FM}(y)$ заметно другой (в составах с ^{16}O температура уменьшается с ростом y медленнее). Видно, кроме того, что АФМ-порядок появляется, только если $T_{AFM} \geq T_{FM}$. Аналогичное поведение АФМ- и ФМ-компонент наблюдалось и для других составов, испытывающих Д-М переход, например для $Pt_{0,65}(Ca_{0,7}Sr_{0,3})_{0,35}MnO_3$ [16]. То, что возникающее при больших y состояние не является полностью однородным, следует, в частности, из поведения величины $M = (\mu_{FM}^2 + \mu_{AFM}^2)^{1/2}$ — полного упорядоченного магнитного момента Mn [13]. При переходе от $y = 0,8$ к $y = 0,9$ в образцах с ^{16}O и от $y = 0,5$ к $y = 0,6$ в образцах с ^{18}O момент M скачкообразно уменьшается на $\sim 1/3$ (рис. 4). Согласно оценке при этом в магнитоупорядоченном состоянии находится не более 45% объема образца. Это наблюдение согласуется с результатами работы [17], полученными на составе $Pt_{0,7}Ca_{0,3}MnO_3$, где было обнаружено сосуществование двух кристаллических фаз. Одна из них может соответствовать в наших

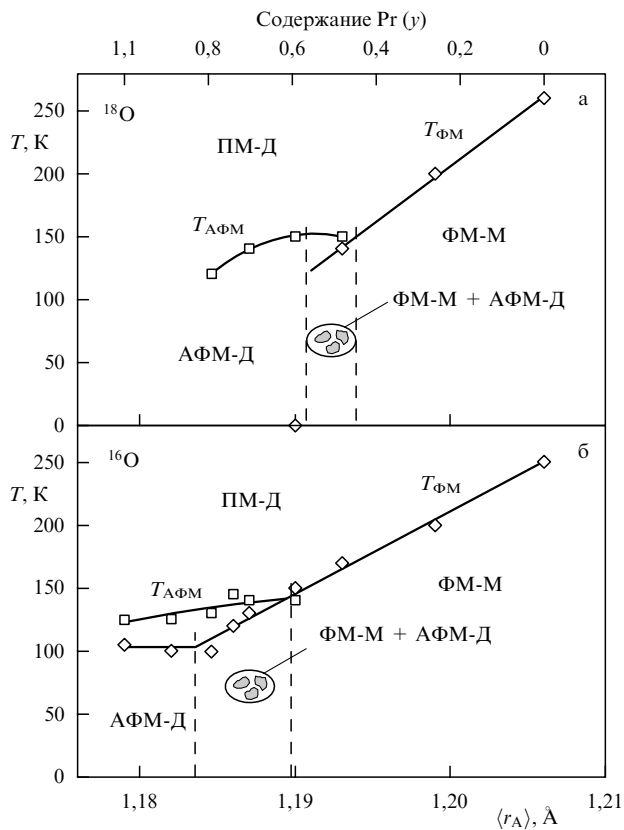


Рис. 3. Магнитная фазовая диаграмма LPCM-у с изотопами ^{18}O (а) и ^{16}O (б) (температура переходов как функция среднего радиуса А-катиона или содержания Pr). Между однородным ферромагнитным-металлическим (ФМ-М) и антиферромагнитным-диэлектрическим (АФМ-Д) состояниями находится двухфазная область. Состояние при высокой температуре — парамагнитное-диэлектрическое (ПМ-Д). Видно, что диаграмма для LPCM-у с изотопом ^{18}O смещена к большим $\langle r_A \rangle$ по сравнению с диаграммой для LPCM-у с изотопом ^{16}O .

составах областям, находящимся в магнитно-разупорядоченном состоянии.

Как отмечалось выше, для теоретической интерпретации наблюдаемого фазового расслоения принципиален вопрос о характерном размере возникающих неоднородностей. Анализ ширины дифракционных пиков позволяет дать, по крайней мере, его нижнюю оценку как $\sim 1500 \text{ \AA}$. Столь большие размеры проводящих и диэлектрических областей требуют поиска механизмов стабилизации двухфазного состояния, не связанных с разделением зарядов. Один из возможных механизмов — исходная химическая неоднородность изучаемых составов (случайные замещения La на Ca или Pr), приводящая к сильным флуктуациям вероятности перескока электронов по возможным позициям. Моделирование этой ситуации методом Монте-Карло [18] продемонстрировало появление гигантских металлических и диэлектрических кластеров с характерными размерами порядка $250a$, где $a \approx 4 \text{ \AA}$ — среднее расстояние между атомами Mn. Еще одним механизмом может быть кристаллографический, предполагающий значительные различия в атомной структуре сосуществующих фаз. Проведенный нами сравнительный анализ структуры образцов $(La_{0,25}Pr_{0,75})_{0,7}Ca_{0,3}MnO_3$, обогащенных изотопами кислорода ^{16}O и ^{18}O , первый из которых при

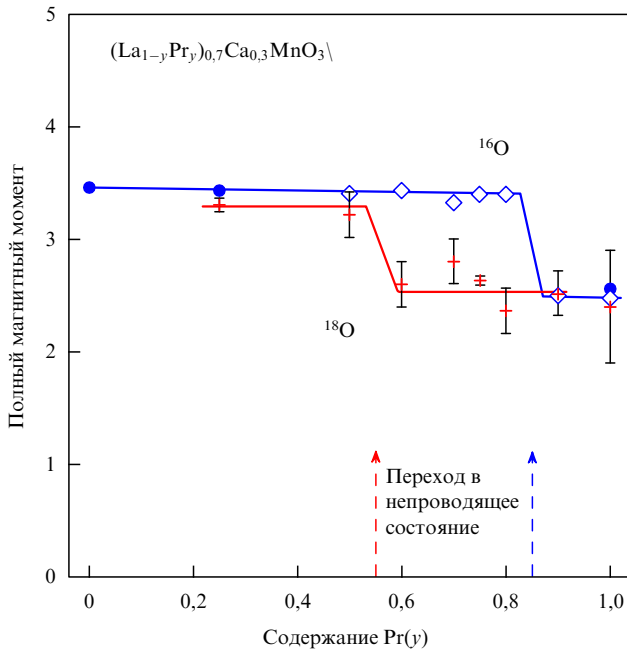


Рис. 4. Зависимости полного магнитного момента LPCM-у (в магнетонах Бора) с изотопами ^{16}O и ^{18}O от содержания Pr. Резкое уменьшение момента соответствует переходу образцов в (почти) однородное диэлектрическое состояние.

$T < 110$ К переходил в смешанное ФМ + АФМ металлическое состояние, а второй оставался диэлектриком с коллинеарной АФМ-структурой [12], дал прямое доказательство, что средние значения валентных углов $\langle \text{Mn-O-Mn} \rangle$ и межатомных расстояний $\langle \text{Mn-O} \rangle$ в металлической и диэлектрической фазах существенно различны. Возникающий при этом скачок в объеме элементарной ячейки ($\Delta V/V \approx -0,15\%$) приводит к появлению поля напряжений со случайной ориентацией на границах сосуществующих фаз. Соответствующее изменение свободной энергии может служить стабилизирующим двухфазное состояние фактором [19]. В уже упомянутой работе [17] методами нейтронной дифракции высокого разрешения и квазиупругого малоуглового рассеяния нейтронов было обнаружено фазовое расслоение в $\text{Pr}_{0,7}\text{Ca}_{0,3}\text{MnO}_3$ как на микро- ($5-20 \text{ \AA}$), так и на мезоскопическом ($500-2000 \text{ \AA}$) уровнях и отмечено, что механические деформации на границах между металлическими и диэлектрическими областями могут быть главной движущей силой мезоскопического расслоения.

Схожесть фазовых диаграмм LPCM-у с ^{16}O и ^{18}O с точки зрения их макроскопических свойств была установлена по результатам измерений магнитной восприимчивости в работе [20]. Из дифракционных данных следует, что фазовые диаграммы похожи и в отношении магнитной структуры, и в отношении мезоскопических свойств (степень однородности основного состояния). Основным их различием является сдвиг диаграммы для LPCM-75 с изотопом ^{18}O в сторону меньших y . Отсюда следует, что изотопическое замещение не привело к появлению какого-то принципиально нового состояния, а лишь перераспределило баланс энергий. Действительно, согласно модели двойного обмена температура перехода в ферромагнитное состояние пропорциональна эффективному интегралу перескока электрона, который, в свою очередь, зависит от средней величины валентного

угла $\langle \text{Mn-O-Mn} \rangle$ и (из-за поляронной перенормировки) от массы иона (см., например, [21]):

$$T_{\text{ФМ}} \sim t_{\text{eff}} = t \exp\left(-\frac{E_{\text{pol}}}{\hbar\omega}\right) \sim \sim \sin \frac{\langle \text{Mn-O-Mn} \rangle}{2} \exp(-\text{const } M^{1/2}), \quad (1)$$

где E_{pol} — энергия поляронного сдвига, $\omega \sim \omega_{\text{Debye}}$, M — масса иона. Отсюда ясно, что для компенсации уменьшения $T_{\text{ФМ}}$ при увеличении массы кислорода необходимо увеличить угол $\langle \text{Mn-O-Mn} \rangle$, чего можно достичь, уменьшая y [12]. Относительные изменения $T_{\text{ФМ}}$ за счет этих двух факторов можно сравнить, если известна постоянная в показателе экспоненты. Соответствие с экспериментальными данными по сдвигу, например, точки перехода из чистого ФМ в смешанное ФМ + АФМ состояние достигается при $\text{const} \approx 0,3$. Однако функциональные зависимости разности температур $\Delta T_{\text{ФМ}}$ от y для составов с ^{16}O и ^{18}O , следующие из (1) и наблюдающиеся в эксперименте, не соответствуют друг другу: $\Delta T_{\text{ФМ}}$ должна расти с увеличением $T_{\text{ФМ}}$ согласно (1), но эта разность уменьшается как по магнитным, так и по дифракционным данным. Возможное объяснение этого эффекта, основанное на предположении о большей стабильности поляронов в составах с ^{18}O , высказано в работе [22].

Имеющийся в настоящее время подробный экспериментальный материал кажется уже вполне достаточным, чтобы на основе его теоретического анализа прийти к определенному ответу на вопрос, какова причина КМС эффекта в манганитах. Нейтронографические исследования изотопически обогащенных составов приводят, однако, к новым вопросам, некоторые из которых являются весьма важными. Почему гигантский изотопический эффект проявляется в сравнительно широкой области изменений среднего радиуса А-катиона? Каковы причины возникновения мезоскопически смешанного состояния (другими словами, почему переход из АФМ- в ФМ-фазу не идет до конца)? Почему значительная доля объема образца становится магнитоупорядоченной при переходе в диэлектрическое состояние? Почему неколлинеарная АФМ-структура в LPCM-у с изотопом ^{16}O становится коллинеарной в LPCM-у с изотопом ^{18}O ?

Авторы благодарны М.Ю. Кагану за полезные обсуждения, Н.А. Бабушкиной, А.Р. Каулю и О.Ю. Горбенко за плодотворное сотрудничество. Работа выполнена при поддержке Минпромнауки РФ (Государственный контракт № 40.012.1.1.1148), РФФИ (грант 03-02-16954) и INTAS (грант 01-2008).

Список литературы

1. Wollan E O, Koehler W C *Phys. Rev.* **100** 545 (1955)
2. Jiráček Z et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **53** 153 (1985)
3. Нагаев Э Л *УФН* **165** 529 (1995)
4. Lynn J W et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 4046 (1996)
5. De Teresa J M et al. *Nature* **386** 256 (1997)
6. Rhyne J J et al. *J. Appl. Phys.* **83** 7339 (1998)
7. Hennen M et al. *Phys. Rev. Lett.* **81** 1957 (1998)
8. Каган М Ю, Кугель К И *УФН* **171** 577 (2001)
9. Балагуров А М и др. *Письма в ЖЭТФ* **67** 672 (1998)
10. Балагуров А М и др. *Письма в ЖЭТФ* **69** 46 (1999)
11. Balagurov A M et al. *Phys. Rev. B* **60** 383 (1999)
12. Balagurov A M et al. *Eur. Phys. J. B* **19** 215 (2001)

13. Balagurov A M et al. *Phys. Rev. B* **64** 024420 (2001)
14. Babushkina N A et al. *Nature* **391** 159 (1998)
15. Nagaev E L *Phys. Rev. B* **58** 12242 (1998)
16. Yoshizawa H et al. *Phys. Rev. B* **55** 2729 (1997)
17. Radaelli P G et al. *Phys. Rev. B* **63** 172419 (2001)
18. Moreo A et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 5568 (2000)
19. Littlewood P *Nature* **399** 529 (1999)
20. Babushkina N A et al. *J. Phys.: Condens. Matter* **11** 5865 (1999)
21. Кугель К И, Хомский Д И *ЖЭТФ* **79** 987 (1980)
22. Egami T, in *Localized to Itinerant Electronic Transition in Perovskite Oxides* (Structure and Bonding, Vol. 98, Ed. J B Goodenough) (Berlin: Springer, 2001) p. 140

PACS numbers: 42.68.Bz, **42.79**. – e, 95.55.Cs

Атмосферная адаптивная оптика

В.П. Лукин

1. Введение

Исследования по разработке систем адаптивной оптики проводятся в Институте оптики атмосферы СО РАН уже свыше 25 лет. Решаются традиционные задачи оптики, а именно задачи формирования оптических пучков и изображений с целью обеспечить:

- концентрацию энергии лазерного пучка,
- повышение четкости оптического изображения,
- увеличение скорости передачи данных в оптических линиях связи,
- ряд других специфических требований.

Решение этих задач обеспечивается адаптивными оптико-электронными системами путем включения в их структуру таких новых элементов, как

- корректор волнового фронта (активный оптический элемент),
- датчик искажений (измеритель флуктуаций) волнового фронта,
- опорный источник,
- решающее устройство и алгоритм работы.

Поскольку эти новые элементы (рис. 1), не говоря уже о системе в целом, серийно не выпускаются, необходимо было их разрабатывать и создавать самим. Поэтому исследования в этом научном направлении шли как по

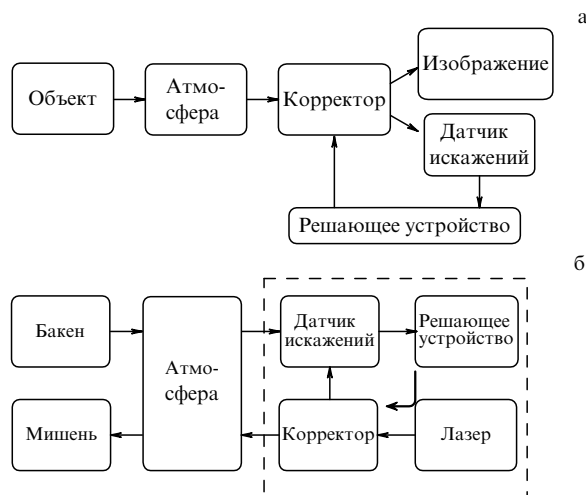


Рис. 1. Атмосферные адаптивные оптические системы: (а) формирование изображения, (б) формирование пучков.

пути разработки теории адаптивных систем, так и по пути создания новых элементов, макетов систем и алгоритмов их управления.

2. Измерения фазовых флуктуаций оптических волн при распространении в атмосфере

Под адаптивной коррекцией искажений, обусловленных неоднородностями атмосферы (турбулентность, рефракция, тепловое самовоздействие излучения), чаще всего понимается фазовая коррекция. Управление фазой (разностью оптического хода) осуществляется с помощью корректоров волнового фронта, а информация для этого получается на основе применения датчика искажений.

В этой связи первым этапом работы было исследование статистических свойств флуктуаций фазы оптической волны при распространении через атмосферную турбулентность. В начале 70-х годов были созданы интерференционные измерители фазы для волн оптического диапазона. При этом применялись высококогерентные источники оптического излучения видимого диапазона.

Были исследованы статистические свойства флуктуаций фазы, как временные, так и пространственные. Теоретические расчеты были выполнены в приближении метода плавных возмущений, а эксперименты проводились в условиях однородных приземных трасс различной протяженности. Были исследованы структурные функции, корреляционные функции и их фурье-преобразования.

Обнаружено, что структурная функция фазы (рис. 2) чувствительна как к интенсивности турбулентности, так и к ее масштабам — внутреннему и внешнему.

Сопоставление данных оптических измерений масштабов турбулентности с данными расчетов на основе метеорологических измерений (измерений скорости ветра и температуры) показали их соответствие (рис. 3).

Самый главный результат этого цикла исследований — обнаружение насыщения роста структурной

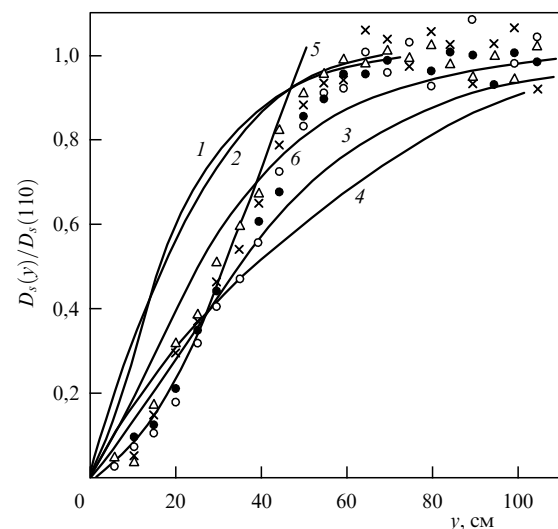


Рис. 2. Структурная функция фазы оптической волны в турбулентной атмосфере: 1–4, 6 — результаты расчетов для моделей спектра с конечным внешним масштабом, 5 — расчет для модели спектра Колмогорова – Обухова, ●, △, ×, ○ — экспериментальные данные.