

УДК 539.2;538.69

МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ И СПИНОВЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ МАНГАНИТАХ $R\text{MnO}_3$ ($R = \text{Pr}, \text{Nd}$)

А. А. Мухин, В. Ю. Иванов, В. Д. Травкин, А. С. Прохоров, А. М. Балбашов¹

Обнаружены сильная анизотропия магнитной восприимчивости и качественно различное температурное поведение спонтанного слабоферромагнитного момента ($\sigma_0 || c$ -оси) в монокристаллах манганитов PrMnO_3 и NdMnO_3 , обусловленные анизотропными вкладами соответствующих редкоземельных ионов. В субмиллиметровых спектрах пропускания ($\nu = 2 - 33 \text{ см}^{-1}$) обнаружено несколько линий поглощения, которые идентифицированы как моды антиферромагнитного резонанса (АФМР) ионов Mn и редкоземельные моды, связанные с электронными переходами внутри (а) основного квазидублета ионов Pr^{3+} , расщепленного кристаллическим полем ($\sim 14.5 \text{ см}^{-1}$), и (б) крамерсовского дублета ионов Nd^{3+} , расщепленного обменным полем ($\sim 14 \text{ см}^{-1}$) Mn-подсистемы. Наблюдаемые статические и динамические магнитные свойства PrMnO_3 и NdMnO_3 проанализированы в рамках однодублетного приближения для ионов Nd^{3+} (Pr^{3+}), и из сопоставления с экспериментом определены соответствующие компоненты g-тензоров дублета (квазидублета) и их расщепление в обменном (кристаллическом) поле.

В манганитах со структурой перовскита $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ ($A = \text{Ca}, \text{Sr} \dots$), обладающих эффектом колоссального магнитосопротивления, замещение немагнитных ионов

¹Московский энергетический институт, Россия, Москва, 105835, ул. Красноказарменная, 14.

La магнитными редкоземельными ионами ($R = Pr, Nd, Sm...$) приводит не только к изменению электронных и структурных характеристик кристаллов, обусловленных изменением ионных радиусов соответствующих ионов [1], но может также оказать заметное влияние и на низкотемпературные магнитные свойства данных соединений. Наиболее заметно редкоземельный вклад должен проявиться в исходных составах $RMnO_3$ [2, 3]. Ниже точки Нееля спины марганцевой подсистемы в этих соединениях имеют слоистую антиферромагнитную структуру со слабоферромагнитным моментом вдоль оси c ($A_y F_z$) [4, 5]. Обменное взаимодействие $R-Mn$ приводит к поляризации парамагнитной подсистемы R -ионов, что дает дополнительный вклад в слабоферромагнитный момент и магнитную анизотропию, как, например, в редкоземельных ортоферритах [6]. Кроме этого, редкоземельные ионы могут также значительно изменить динамические магнитные свойства манганитов, приводя, в частности, к возникновению дополнительных возбуждений, обусловленных электронными переходами внутри основного мультиплета редкоземельного иона, расщепленного кристаллическим и обменным ($R-Mn$) полями. При этом можно ожидать, что данные редкоземельные моды могут взаимодействовать со спиновыми возбуждениями в Mn -подсистеме (т.е. модами антиферромагнитного резонанса, наблюдавшимися, например, в чистом $LaMnO_3$ на частотах $\sim 18 - 19 \text{ см}^{-1}$ [7 - 9]), приводя в результате к образованию связанных колебаний магнитных моментов R - и Mn -ионов.

В данной работе исследовалось влияние редкоземельных ионов на статические магнитные свойства и спиновые возбуждения в диапазоне субмиллиметровых волн в монокристаллах манганитов $PrMnO_3$ и $NdMnO_3$.

Монокристаллы манганитов $PrMnO_3$ и $NdMnO_3$ были выращены методом зонной плавки с радиационным нагревом. Рентгеновские измерения на порошках показали, что выращенные кристаллы являются однофазными и имеют орторомбическую кристаллическую структуру. Как правило, кристаллы имели двойниковую структуру, однако оказалось возможным выбрать кристаллиты, проявляющие сильную магнитную анизотропию, что позволило рассматривать их как практически бездвойниковые. Намагниченность и восприимчивость изучались в полях до 15 кЭ при температурах $T = 3 - 300 \text{ К}$. Спектры пропускания $Tr(\nu)$ плоскопараллельных образцов измерялись в диапазоне частот $\nu = 2 - 33 \text{ см}^{-1}$ с помощью техники квазиоптической субмиллиметровой спектроскопии с использованием ламп обратной волны [10].

На рис. 1 и 2 приведены температурные зависимости магнитной восприимчивости вдоль и перпендикулярно c -оси ($\chi_c, \chi_{\perp c}$), а также спонтанного слабоферромагнитно-

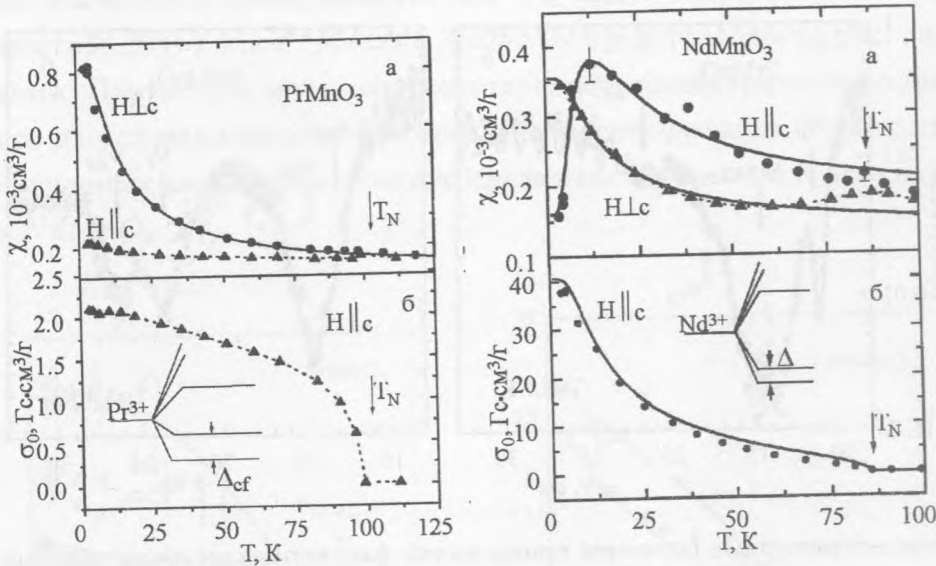


Рис. 1. Температурные зависимости восприимчивости (а) и спонтанной намагниченности вдоль оси с (б) в $PrMnO_3$. На вставке показана схема низколежащих уровней Pr^{3+} в кристаллическом поле. Точки – эксперимент, сплошные линии – теория (форм. (3)).

Рис. 2. Температурные зависимости восприимчивости (а) и спонтанной намагниченности вдоль оси с (б) в $NdMnO_3$. На вставке показана схема низколежащих уровней Nd^{3+} в кристаллическом и обменном полях. Точки – эксперимент, сплошные линии – теория (форм. (5)–(7)).

го момента σ_0 вдоль с-оси соответственно для $PrMnO_3$ и $NdMnO_3$. Найденные из этих данных значения температур антиферромагнитного упорядочения (точек Нееля) составляют $T_N(Pr) = 97 \pm 1 K$ и $T_N(Nd) = 85 \pm 1 K$ и хорошо согласуются с ранее полученными результатами на поликристаллах [5]. Обращает на себя внимание: а) сильная анизотропия магнитной восприимчивости (χ_c и $\chi_{\perp c}$) в обоих составах и ее качественно различное поведение при низких температурах, б) значительный рост слабоферромагнитного момента σ_0 в $NdMnO_3$ по сравнению с $PrMnO_3$, который примерно в 20 раз превышает последний при 4 K. Указанные особенности в низкотемпературных магнитных свойствах данных манганитов свидетельствуют о значительном вкладе редкоземельных ионов, который к тому же проявляется в $PrMnO_3$ и $NdMnO_3$ качественно различным образом.

Обратимся теперь к субмиллиметровым спектроскопическим свойствам. На рис. 3 приведены примеры спектров пропускания $Tr(\nu)$ для плоскопараллельных образ-

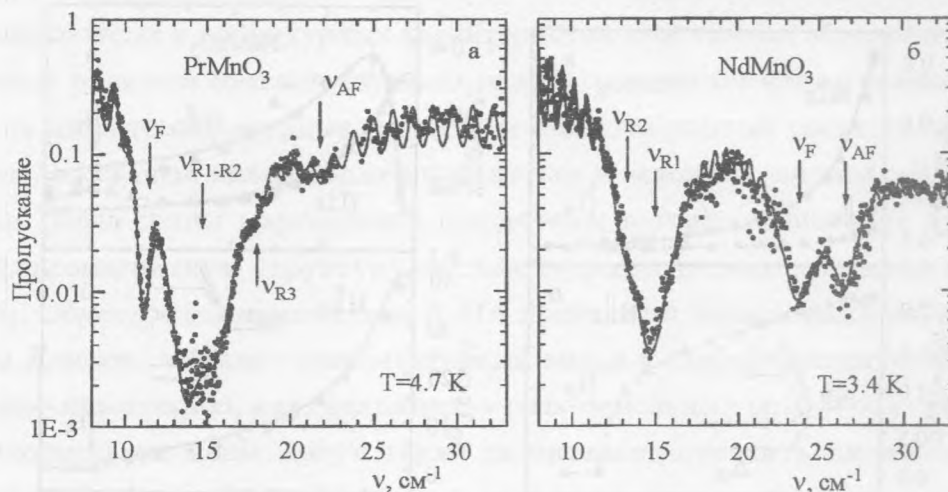


Рис. 3. Низкотемпературные спектры пропускания плоскопараллельных образцов $PrMnO_3$ (а) и $NdMnO_3$ (б) толщиной, соответственно, 0,93 мм и 1,489 мм. Стрелки указывают положение АФМР (ν_F и ν_{AF}) и редкоземельных ($\nu_{R1,2}$) мод; точки – эксперимент, линия – расчет на основе формул Френеля и уравнения (1).

цов $PrMnO_3$ и $NdMnO_3$ при низких температурах. Характерной особенностью таких спектров является наличие периодических осцилляций из-за интерференции излучения в плоскопараллельном образце. Ниже температуры Нееля на фоне данных осцилляций возникают несколько линий поглощения, которые мы связываем с модами АФМР и редкоземельными модами. Резонансные частоты и интенсивности мод проявляют сильную зависимость от температуры в обоих соединениях. Наблюдалась также и некоторая зависимость интенсивности мод от поляризации излучения. Однако из-за двойниковой структуры, присущей достаточно большим кристаллическим пластинам, используемым для квазиоптических измерений (поперечные размеры около 7–9 мм), невозможно было связать наблюдаемую поляризационную зависимость с определенными кристаллографическими осями.

Для определения частот, ширин линий и интенсивностей наблюдаемых мод было проведено описание спектров $Tr(\nu)$ на основе формул Френеля для пропускания плоскопараллельного слоя с учетом дисперсии магнитной проницаемости в модели гармонического осциллятора:

$$\mu(\nu) = 1 + \sum_k \Delta\mu_k \nu_k^2 / (\nu_k^2 - \nu^2 + i\nu\Delta\nu_k), \quad (1)$$

где ν_k , $\Delta\nu_k$ и $\Delta\mu_k$ – соответственно резонансная частота, ширина линии и вклад в

статическую магнитную проницаемость для k -й моды. Результаты соответствующих расчетов спектров $Tr(\nu)$ для $PrMnO_3$ и $NdMnO_3$ представлены на рис. 3а и 3б сплошными линиями. Параметры мод и соответствующие диэлектрические характеристики определялись из условия наилучшего согласия с экспериментом. Температурные зависимости полученных резонансных частот приведены на рис. 4 и 5, соответственно для $PrMnO_3$ и $NdMnO_3$.

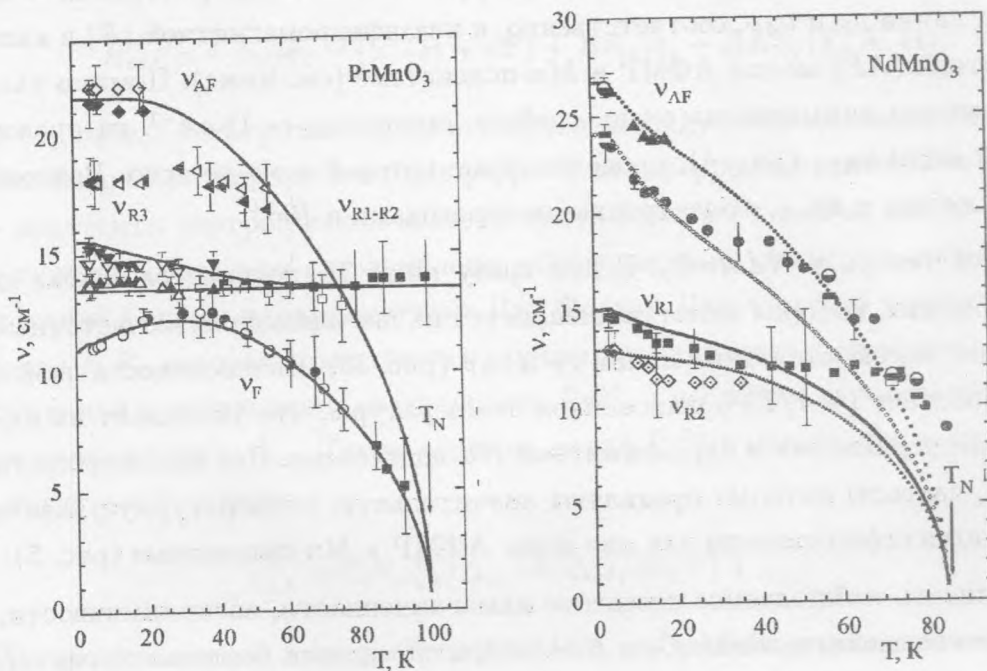


Рис. 4. Температурная зависимость частот редкоземельных мод Pr -подсистемы ($\nu_{R1,2}$) и АФМР мод Mn -подсистемы ($\nu_{F,AF}$) в $PrMnO_3$. Символы – эксперимент (различные поляризации), сплошные линии – теория.

Рис. 5. Температурная зависимость частот редкоземельных мод в Nd -подсистеме ($\nu_{R1,2}$) и АФМР мод в Mn -подсистеме ($\nu_{F,AF}$) в $NdMnO_3$. Символы – эксперимент, точечные линии – теория.

Рассмотрим более подробно поведение наблюдаемых мод. В $PrMnO_3$ при $T \sim T_N = 97 K$ сначала возникает широкая линия на частоте $\nu_{R1,2} \sim 13 - 14 cm^{-1}$ (рис. 3а). Ее интенсивность, т.е. вклад моды $\Delta\mu$, значительно возрастает при низких температурах, тогда как частота меняется слабо. Это указывает на то, что данная линия может быть обусловлена магнитными возбуждениями (электронными переходами) в парамагнитной

подсистеме ионов Pr^{3+} , частота которых определяется разностью энергий соответствующих нижних уровней Pr^{3+} , а рост интенсивности при низких T связан с изменением их заселенностей. Ниже 90 K со стороны низких частот появляется другая линия (ν_F), частота которой сильно приближается к $\nu_{R1,2}$ при $40 - 20\text{ K}$ (моды ν_F и $\nu_{R1,2}$ практически сливаются), а затем снова уменьшается, отделяясь от $\nu_{R1,2}$ (рис. 4). Третья относительно слабая линия (ν_{AF}) возникает на правом краю интенсивной моды $\nu_{R1,2}$ при $T < 50$, и далее при понижении температуры ее частота возрастает до $\sim 22\text{ см}^{-1}$. Мы относим линии ν_F и ν_{AF} , соответственно, к квазиферромагнитной (F) и квазиантиферромагнитной (AF) модам АФМР в Mn -подсистеме (см. ниже). Помимо указанных мод мы обращаем внимание на очень слабую линию $\nu_{R3} \sim 18\text{ см}^{-1}$ на правом краю интенсивной моды $\nu_{R1,2}$ (рис. 4), происхождение которой пока не ясно. Возможно, она связана, также как и $\nu_{R1,2}$, с электронными переходами в Pr^{3+} .

Обратимся теперь к $NdMnO_3$. В нем сразу ниже T_N появляется слабая широкая полоса поглощения, которая затем расщепляется на две близкие низкочастотные линии ν_{R1} и ν_{R2} и две высокочастотные линии ν_F и ν_{AF} (рис. 3б). Интенсивность низкочастотных мод возрастает ($\sim 1/T$) с понижением температуры, что указывает на их связь с электронными переходами в парамагнитной Nd -подсистеме. Две высокочастотные моды ν_F и ν_{AF} , частоты которых проявляют значительную температурную зависимость, могут быть идентифицированы как две моды АФМР в Mn -подсистеме (рис. 5).

Чтобы описать наблюдаемое поведение намагниченности, восприимчивости, а также динамические свойства $PrMnO_3$ и $NdMnO_3$ и определить основные характеристики редкоземельных ионов, мы применили методы, использованные для анализа магнитных свойств редкоземельных ортоферритов (например, [6, 11]), имеющих кристаллическую симметрию ($Pbnm$) такую же, как и исследуемые манганиты. В первую очередь, нас будут интересовать редкоземельные ионы. Основной мультиплет редкоземельного иона, занимающего в $RMnO_3$ низкосимметричные c -позиции (точечная группа C_s), расщепляется кристаллическим полем на синглеты для некрамерсовских ионов (Pr^{3+}) и дублеты для крамерсовских (Nd^{3+}) ионов. Рассмотрим их по отдельности.

$PrMnO_3$. Учитывая, что наблюдаемая мода на $\sim 13 - 14\text{ см}^{-1}$ проявляет заметный рост интенсивности при низких температурах, который коррелирует со значительным ростом восприимчивости $\chi_{\perp c}$, мы полагаем, что основным состоянием иона Pr^{3+} , дающим главный вклад в магнитные свойства при низких T , является квазидублет (т.е. два синглета, расщепленных кристаллическим полем на величину Δ_{cf}) и отделенный от других возбужденных состояний (вставка на рис. 1). Более того, наблюдаемый харак-

тер анизотропии восприимчивости (т.е. $\chi_{1c} \gg \chi_c$ при низких T) и отсутствие роста $\sigma_0(T)$ при низких T (рис. 1) указывают на то, что магнитный момент основного квазидублета Pr^{3+} лежит в ab -плоскости ($\mu^\pm = (\mu_a, \pm\mu_b, 0)$, где знаки \pm соответствуют двум неэквивалентным кристаллографическим положениям R -иона), т.е. его волновые функции принадлежат к двум различным неприводимым представлениям точечной группы C_s . В этом случае Pr подсистема может быть описана при низких температурах эффективным спиновым гамильтонианом [11, 12]

$$H_{eff} = -\Delta_{cf}\sigma_\zeta - (\mu^\pm(\mathbf{H} + a\mathbf{F}) + B A_z)\sigma_\xi - \Delta E_{VV}^\pm(\mathbf{F}, \mathbf{A}, \mathbf{H}), \quad (2)$$

где $\vec{\sigma} = (\sigma_\xi, \sigma_\eta, \sigma_\zeta)$ – матрицы Паули основного квазидублета для иона Pr^{3+} ; \mathbf{F} и \mathbf{A} – соответственно безразмерные векторы ферро- и антиферромагнетизма Mn -подсистемы; a и B – константы изотропного и анизотропного обмена $Pr - Mn$; ΔE_{VV}^\pm – сдвиг вниз центра тяжести основного квазидублета, обусловленный примешиванием возбужденных состояний (аналог парамагнетизма Ван Флека). Для спиновой конфигурации Mn -подсистемы $A_y F_z$, которая реализуется в изучаемых манганитах, обменное поле $Pr - Mn$ не вносит вклад в расщепление квазидублета Pr^{3+} , и последнее определяется только начальным расщеплением Δ_{cf} . Таким образом, вклад Pr^{3+} в магнитную восприимчивость можно представить в виде

$$\chi_{a,b}^R = (2N\mu_{a,b}^2/\Delta_{cf})\text{th}(\Delta_{cf}/2k_B T) + \chi_{a,b}^{VV}, \quad (3)$$

где $\chi_{a,b}^{VV}$ – ванфлековский вклад, обусловленный возбужденными состояниями Pr^{3+} , N – число ионов Pr^{3+} . Численно моделируя наблюдаемую зависимость $\chi_{1c}(T)$ (рис. 1), мы определили средний магнитный момент квазидублета $Pr^{3+} < \mu > \equiv \mu_{1c} \approx 2.1 \mu_B$ и его расщепление $\Delta_{cf} \approx 13 \text{ см}^{-1}$, которое хорошо согласуется с субмиллиметровыми спектроскопическими данными.

Для описания поведения резонансных мод мы использовали уравнения Ландау-Лифшица для векторов \mathbf{F} и \mathbf{A} и аналогичные уравнения для Pr -подсистемы, рассматриваемой также в двухподрешеточном приближении. С учетом эффективного спин-гамильтониана Pr подсистемы (2) был получен неравновесный термодинамический потенциал, зависящий от динамических переменных взаимодействующих Mn - и R -подсистем [12]: $\Phi = \Phi_{Mn} + \langle H_{eff}^{Pr} \rangle - TS^{Pr}$, где Φ_{Mn} – феноменологический термодинамический потенциал Mn -подсистемы, полученный из симметричных свойств (см., напр., [9]), $\langle H_{eff}^{Pr} \rangle$ – энергия Pr -подсистемы, определяемая (2), а S^{Pr} – ее энтропия. В результате были получены четыре резонансные моды, которые возникают за счет а)

двух мод АФМР ионов Mn (квазиферромагнитной ν_F и квазиантиферромагнитной ν_{AF}) и б) двух редкоземельных мод $\nu_{R1,2}$, соответствующих двум неэквивалентным кристаллографическим позициям R -ионов. Три из этих мод, $\nu_{R1,2}$ и ν_F , являются связанными и возбуждаются переменным магнитным полем $h \parallel a, b$ -осям, а четвертая, ν_{AF} , не связана с данными R -модами и возбуждается полем $h \parallel c$ -оси. Результаты расчета и подгонки температурных зависимостей резонансных частот показаны на рис. 4, которые демонстрируют неплохое согласие с экспериментом. Отметим, что немонотонное поведение частоты ν_F и рост ν_{R1} при низких температурах обусловлены динамической связью этих мод, определяемой обменом $Pr - Mn$. Наблюдаемая температурная зависимость вклада редкоземельной моды также в целом согласуется с расчетами, учитывая некоторую неопределенность экспериментального определения ее вклада из-за двойниковой структуры.

В рамках приведенной картины остается неясным происхождение отмеченной выше слабой моды ν_{R3} . Можно предположить, что она связана с дополнительными электронными переходами с основного на следующее возбужденное состояние в ионах Pr^{3+} . Слабая интенсивность моды обуславливает малую величину матричных элементов соответствующих магнитодипольных переходов и, следовательно, их незначительный вклад в магнитные свойства $PrMnO_3$, что позволяет в целом сохранить приведенную выше картину и в то же время уточнить ряд деталей. В частности, наблюдаемый при низких температурах небольшой рост χ_c (рис. 1) может быть связан именно с данным электронным переходом, который в этом случае должен осуществляться между состояниями одинаковой симметрии, т.е. относящимися к одному и тому же представлению группы локальной симметрии кристаллического поля C_s . Данные электронные переходы определяют колебания магнитных моментов редкоземельных ионов той же симметрии, что и колебания магнитных моментов ионов Mn^{3+} для квазиантиферромагнитной моды, что может привести к образованию мод связанных колебаний, возбуждаемых полем $h \parallel c$. Поэтому не исключено, что моды ν_{R3} и ν_{AF} могут оказаться связанными. Все эти вопросы требуют дальнейших поляризационных спектроскопических исследований на бездвойниковых образцах достаточно больших размеров.

$NdMnO_3$. Значительное возрастание $\sigma_0(T)$, максимум на зависимости $\chi_c(T)$ и рост $\chi_{\perp c}(T)$, наблюдаемые в $NdMnO_3$ при низких T (рис. 2), отчетливо указывают на существование заметного обменного расщепления Δ_{ex} основного крамерсовского дублета Nd^{3+} обменным полем $Mn - Nd$. Последнее в соответствии с $A_y F_z$ конфигурацией спинов Mn направлено вдоль c -оси. Этот вывод подтверждается наличием интенсивной

моды, наблюдаемой на частоте $\sim 14 \text{ см}^{-1}$, вклад которой возрастает как $1/T$ при понижении температуры. В одноплетном приближении для ионов Nd^{3+} эффективный спиновый гамильтониан можно представить в виде [11]:

$$H_{eff} = -\vec{\sigma}[\mu_B \hat{g}^\pm (\mathbf{H} + a\mathbf{F}) + \hat{B}^\pm \mathbf{A}] - \Delta E_{VV}^\pm (\mathbf{H}, \mathbf{F}, \mathbf{A}), \quad (4)$$

где \hat{g}^\pm и \hat{B}^\pm – соответственно g -тензор дублета Nd^{3+} и матрица анизотропного обмена $Nd - Mn$ для двух неэквивалентных позиций, которые имеют ту же форму, что и для редкоземельных ортоферритов [11], а остальные обозначения те же, что и в выражении (2). Далее, по аналогии с $PrMnO_3$, можно построить термодинамический потенциал взаимодействующих подсистем Nd и Mn и определить спонтанную намагниченность и восприимчивость в фазе $A_y F_z$:

$$\sigma_0(T) = N\mu_c \text{th}(\Delta_{ex}/2k_B T) + \sigma_{Mn}(T) + \sigma_{VV}(T), \quad (5)$$

$$\chi_c(T) = N\mu_c^2/[k_B T \text{ch}^2(\Delta_{ex}/2k_B T)] + \chi_c^{Mn} + \chi_c^{VV}, \quad (6)$$

$$\chi_{\perp c}(T) = (2N\mu_{\perp c}^2/\Delta_{ex}) \text{th}(\Delta_{ex}/2k_B T) + \chi_{\perp c}^{Mn} + \chi_{\perp c}^{VV}, \quad (7)$$

где μ_c и $\mu_{\perp c}$ определяются компонентами g -тензора дублета соответственно вдоль и перпендикулярно c -оси; σ_{Mn} , χ_c^{Mn} , $\chi_{\perp c}^{Mn}$ – вклады подсистемы Mn в спонтанную намагниченность и восприимчивость соответственно вдоль и перпендикулярно c -оси; величины σ_{VV} , χ_c^{VV} , $\chi_{\perp c}^{VV}$ представляют собой ванфлековские вклады ионов Nd^{3+} . Обменное расщепление дублета Δ_{ex} , которое пропорционально намагниченности подрешеток Mn , $M_{Mn}(T)$, при высоких температурах будет зависеть от температуры: $\Delta_{ex}(T) = \Delta_{ex}(0)M_{Mn}(T)/M_{Mn}(0)$, где $M_{Mn}(T)$ можно взять в приближении молекулярного поля. Проведя численное моделирование зависимостей $\sigma_0(T)$, $\chi_{c,\perp c}(T)$ (рис. 2), мы определили $\mu_c \approx 1.8\mu_B$, $\mu_{\perp c} \approx 1.2\mu_B$, $\Delta_{ex}(0) \approx 14 \text{ см}^{-1}$, $\chi_c^{Mn} + \chi_c^{VV} \approx 1.6 \cdot 10^{-4} \text{ Гс} \cdot \text{см}^3/\text{г}$, $\chi_{\perp c}^{Mn} + \chi_{\perp c}^{VV} \approx 1.4 \cdot 10^{-4} \text{ Гс} \cdot \text{см}^3/\text{г}$.

Поведение резонансных мод в $NdMnO_3$ было проанализировано в рамках того же подхода, что и для рассмотренного выше $PrMnO_3$. Рассчитанные температурные зависимости резонансных частот двух АФМР мод, ν_F , ν_{AF} , и двух редкоземельных мод $\nu_{R1,R2}$, связанных с электронными переходами внутри дублета Nd^{3+} , показаны на рис. 5 и демонстрируют неплохое согласие с экспериментом при низких T . Условия возбуждения мод аналогичны случаю $PrMnO_3$. Заметное возрастание обеих частот ν_F и ν_{AF} при низких T обусловлено значительным вкладом редкоземельных ионов $\sim \Delta_{ex} \text{th}(\Delta_{ex}/2k_B T)$ в эффективную анизотропию Mn -подсистемы.

Таким образом, в работе обнаружено сильное влияние редкоземельных ионов на низкотемпературные магнитные статические и субмиллиметровые динамические свойства манганитов $PrMnO_3$ и $NdMnO_3$, которое определяется особенностями основного состояния ионов Pr^{3+} и Nd^{3+} в кристаллическом и обменном полях. Определены основные характеристики данных ионов и получено согласованное описание экспериментальных данных.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проекты N 99-02-16849 и N 00-02-16500) и INTAS (N 97-30850).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Tokura Y., Tomioka Y. JMMM, **200**, 1 (1999).
- [2] Vickery R. C. and Klann A. J. Chem. Phys., **27**, 1161 (1957).
- [3] Quezel-Ambunaz A. Bull. Soc. Franc. Miner. Crist., **91**, 339 (1968).
- [4] Wollan E. O. and Koehler W. C. Phys. Rev., **100**, 545 (1955).
- [5] Pauthenet P. R. and Veyret C. J. Phys. (France), **31**, 65 (1970).
- [6] White R. M. J. Appl. Phys., **40**, 1061 (1969).
- [7] Moussa F., Hennion M., Rodriguez-Carvajal J., et al. Phys. Rev., **B54**, 15149 (1996).
- [8] Ivanov V. Yu., Travkin V. D., Mukhin A. A., et al. J. Appl. Phys., **83**, 7180 (1998).
- [9] Mukhin A. A., Ivanov V. Yu., Travkin V. D., et al. Europhys. Lett., **49**, no. 4, 514 (2000).
- [10] Kozlov G. and Volkov A. in "Millimeter and Submillimeter Wave Spectroscopy of Solids", Ed. by Gruner G. (Springer, Berlin, 1998), p. 51.
- [11] Белов К. П., Звездин А. К., Кадомцева А. М., Левитин К. З. "Спин-переориентационные переходы в редкоземельных магнетиках", М., Наука, 1979.
- [12] Мухин А. А., Прохоров А. С. В "Субмиллиметровая диэлектрическая спектроскопия твердого тела" (под ред. Г. В. Козлова), Труды ИОФАН, т. 25, 1990, с. 162-222, М., Наука.