

СТАТИЧЕСКИЕ И ДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ДВОЙНОГО ОБМЕНА В ДОПИРОВАННЫХ МАНГАНИТАХ

*К. О. Хуцишвили, Н. П. Фокина**

*Тбилисский государственный университет им. И. Джавахишвили
0128, Тбилиси, Грузия*

Поступила в редакцию 5 февраля 2009 г.

Показано, что в допированных манганитах со значительным взаимодействием двойного обмена антиферромагнитное упорядочение под действием перескоков подвижных электронов превращается в ферромагнитное скошенное упорядочение с остаточным антиферромагнитным поведением в базовой плоскости. Угол скашивания между намагниченностями остовов определяется конкуренцией гейзенберговского антиферромагнитного и двойного обменов. Вычислены температуры переходов парамагнетик — антиферромагнетик и парамагнетик — скошенная ферромагнитная фаза. Полученные результаты по зависимости намагниченности в скошенной фазе и критических температур от степени допирования качественно согласуются с экспериментом. Изучен характер однородных колебаний намагниченностей остовов в скошенной ферромагнитной фазе образца допированного манганита с прыжковой проводимостью как без учета, так и с учетом релаксации подвижных электронов в решетку. Предложен механизм уширения ферромагнитного резонанса и сдвига его резонансной частоты в ферромагнитном проводящем образце (прыжковая проводимость) допированного манганита, обусловленный двойным обменом. В предложенной модели вычислены сдвиг резонансной частоты и постоянная затухания ферромагнитного резонанса (ширина линии). В отличие от других механизмов релаксации, данная модель базируется на том факте, что подвижные электроны быстро, за время порядка периода прецессии, релаксируют в решетку.

PACS: 85.75.-d, 75.47.Lx, 76.50.+g

1. ВВЕДЕНИЕ

Допированные манганиты с общей формулой $R_{1-x}M_xMnO_3$ (где R — редкоземельный ион, M — щелочноземельный ион) характеризуются интересными магнитными и транспортными свойствами, среди которых наиболее перспективным, с точки зрения практического применения, является эффект колоссального магнитосопротивления. Поскольку между транспортными и магнитными свойствами допированных манганитов существует сильная корреляция, большие усилия посвящаются исследованию их магнитных статических [1–3] и динамических (электронный парамагнитный и ферромагнитный резонансы) [4–9] свойств. Транспортные свойства допированных манганитов, включая эффект колоссального магнитосопротивления, исследуются в обзоре [2] на основе вычисления магнитоэлектрической постоянной в спин-волновой

модели магнитной системы. В особенностях магнитных свойств этих соединений главная роль принадлежит обнаруженному Зинером [10] и далее изученному Андерсоном и Хасегавой [11], а также Де Женем [12] и другими авторами [1–3] механизму двойного обмена, связанному с перескоками e_g -электронов (далее — подвижных электронов) между ионами Mn^{3+} и Mn^{4+} .

Недопированные манганиты ($RMnO_3$) всегда являются антиферромагнетиками (АФМ). Однако, как было обнаружено еще в работе [13], замена в манганитах трехвалентных редкоземельных ионов двухвалентными щелочноземельными ионами ведет к появлению при достаточно низких температурах спонтанной намагниченности в допированном образце. Дальнейшие исследования [14, 15] показали, что при малой степени допирования ($x < 0.2$) спонтанная намагниченность образца растет с ростом x , почти, но не совсем, достигает максимального значения при $x \approx 0.2$, имеет широкое плато в обла-

*E-mail: nat h_fokina@daad-alumni.de

сти $0.2 < x < 0.4$, а при дальнейшем увеличении x резко уменьшается. Также было обнаружено [16], что образец $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ с $x = 0.9$, который считался АФМ, при достаточно низкой температуре ($T \approx 100$ К) становится ферромагнетиком (ФМ), однако с малой величиной измеренной гораздо ниже температуры Кюри намагниченности (судя по рис. 2 из работы [16], приблизительно в 10 раз меньшей, чем при той же температуре в образце с $x = 0.2$). Отсутствие полностью насыщенной спонтанной намагниченности в низкотемпературной ФМ-фазе при оптимальной для этой фазы концентрации может свидетельствовать [1] о возможности нахождения образца в скошенной фазе (см. ниже рис. 1б) — впервые такая возможность была аналитически продемонстрирована Де Женем для малых значений x [12] при рассмотрении частного случая двух магнитных подрешеток. В пользу такой модели говорит и ненулевая спонтанная намагниченность в сильно допированном АФМ-образце [16]. Зависимость от x , подобную зависимости ферромагнитного момента, имеет и температура перехода в упорядоченное состояние [16, 17], см. также работу [1, рис. 49] — сначала она увеличивается с ростом x , достигает плато при $0.2 < x < 0.4$, затем снова уменьшается. В работе [4] приведена формула зависимости температуры перехода от x , аналитически полученная на основе представления магнитной системы допированного манганита в виде двух подрешеток разных длин, одна из которых объединяет спины Mn^{3+} , другая — спины Mn^{4+} ; взаимодействие этих подрешеток обусловлено изотропным гейзенберговским обменом.

В данной работе мы рассматриваем магнитные свойства допированных манганитов на основе модели скошенной фазы, в частности, мы имеем в виду, что при допировании образцов переход их магнитного состояния от АФМ к ФМ может осуществляться благодаря опрокидыванию магнитных подрешеток в скошенную фазу.

В разд. 2 введена модель двойного обмена и доказана возможность существования скошенной ФМ-фазы в допированном манганите (статика) в этой модели. В разд. 3 рассмотрены температурные фазовые переходы парамагнетик — АФМ и парамагнетик — скошенная ФМ-фаза. В разд. 4 исследована колебательная динамика в скошенной фазе и вычислен сигнал ферромагнитного резонанса (ФМР) с применением данной модели. Найдены сдвиг и ширина ФМР, обусловленные двойным обменом, связанным с перескоками подвижных электронов между ионами Mn^{3+} и Mn^{4+} . В разд. 5 полученные ре-

зультаты сравнены с экспериментальными данными.

2. СТАТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ДВОЙНОГО ОБМЕНА

Образец чистого лантанового манганита, который, как известно, всегда является АФМ, есть совокупность двух подрешеток с намагниченностями \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 . Между подрешетками имеет место взаимодействие АФМ-типа $\Lambda \mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2$ ($\Lambda > 0$), которое держит подрешетки строго антипараллельными, т. е. образец не обладает спонтанной намагниченностью. Векторы \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 состоят из магнитных моментов ионов Mn^{3+} .

Как было отмечено выше, допирование приводит к появлению спонтанной намагниченности, связанной с двойным обменом. Взаимодействие, вызванное перескоками e_g -электрона между ионами Mn^{3+} и Mn^{4+} , запишем в виде $-b_0 \mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2$ ($b_0 > 0$, знак « $-$ » отражает тот факт, что двойной обмен всегда носит ФМ-характер [10]). Следует отметить, что при этом образец имеет прыжковую проводимость. Далее предположим, что векторы \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 из-за присутствия подвижных электронов в допированном образце становятся неколлинеарными, т. е. их z -компоненты отличаются от значения M_0 при насыщении на величину намагниченности подвижных электронов. Поочередно в каждой подрешетке возможно $M_{1,2z} = M_0 - m_e$, где $m_e = g \mu_B x n_m / 2$ — намагниченность насыщения подвижных электронов с g -фактором $g = 2$, n_m — полная концентрация магнитных ионов. Следовательно, продольная часть взаимодействия двойного обмена $-b_0 \mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2$ запишется в виде

$$-b_0(M_0 - m_e)M_{1z} - b_0(M_0 - m_e)M_{2z}. \quad (1)$$

Поскольку мы уже выделили энергию, связанную с подвижными электронами, следует считать, что M_{1z}, M_{2z} — намагниченности остовов (спинов ионов Mn^{4+}). Другими словами, выражение (1) означает, что плотность энергии продольной части двойного обмена допированного манганита включает в себя энергию подвижных электронов с учетом возможности их нахождения в одном из двух состояний. Таким образом, если имеют место перескоки подвижных электронов, то данная магнитная система в отсутствие поляризирующего внешнего поля никогда не сможет быть полностью насыщенным ФМ, что однозначно подтверждается экспериментальными данными. Здесь и всюду далее предполагается однород-

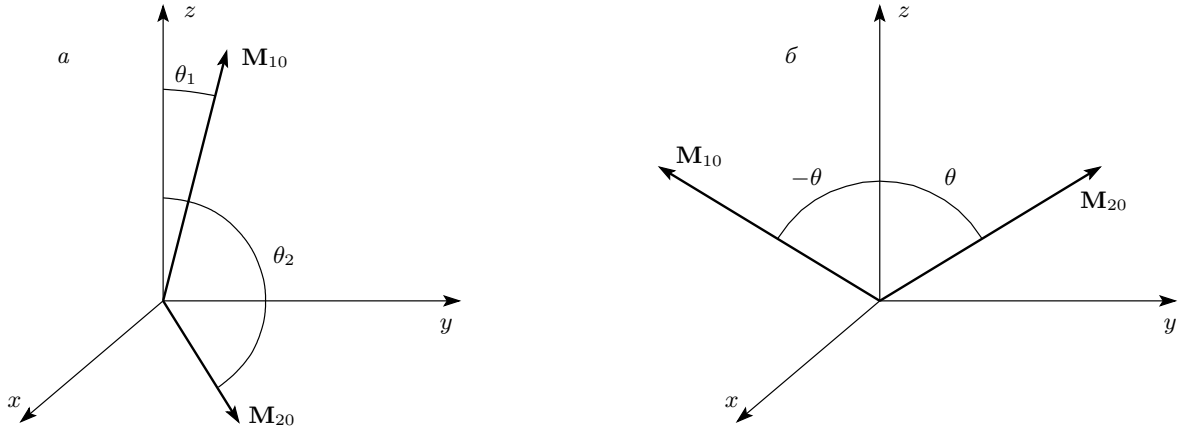


Рис. 1. Равновесные намагниченности одноосного АФМ (а) и равновесное состояние при скошенной ФМ-фазе (б)

ное распределение подвижных электронов по образцу (см., однако, замечание в конце этого раздела).

Исходя из сказанного выше, полный гамильтониан двойного обмена имеет вид

$$U_{DE} = -b_0(M_0 - m_e)(M_{1z} + M_{2z}) - b_0(M_{1x}M_{2x} + M_{1y}M_{2y}). \quad (2)$$

Константу взаимодействия двойного обмена запишем через интеграл перескока b обычным образом [18]:

$$b_0 = \frac{Z'b}{(g\mu_B)^2 n_m}. \quad (3)$$

Здесь $Z' = Zx(1-x)$ — число ближайших ионов, между которыми подвижный электрон имеет отличный от нуля интеграл перескока, Z — полное число ближайших ионов, x — степень допирования. При получении выражения (3) учтено, что при случайном распределении ионов марганца по узлам решетки среднее число ионов Mn^{4+} (Mn^{3+}), окружающих ион Mn^{3+} (Mn^{4+}), равно Z , умноженному на их относительные концентрации.

В соответствии со сказанным выше, полная плотность магнитной энергии образца допированного манганита с двойным обменом с учетом также энергии одноосной анизотропии U_A запишется как

$$U = \Lambda \mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2 + U_{DE} + U_A, \quad (4)$$

где

$$U_A = (K/M_0^2)(M_{1x}^2 + M_{1y}^2 + M_{2x}^2 + M_{2y}^2)$$

— энергия одноосной анизотропии, Λ — константа обычного гейзенберговского обмена, K — константа анизотропии. Будем считать анизотропию положительной ($K > 0$), тогда «легким» направлением

векторов \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 является ось анизотропии, с ней совместим ось z . Из цилиндрической симметрии задачи, связанной с учетом анизотропии в базисной плоскости, следует, что равновесные векторы \mathbf{M}_{10} и \mathbf{M}_{20} лежат в одной плоскости, проходящей через ось z . Направим оси x и y так, чтобы эта плоскость была плоскостью yz . Тогда плотность энергии (4), выраженная через углы θ_1 и θ_2 , которые образуют векторы намагниченностей остовов с осью анизотропии (рис. 1а), имеет вид

$$U = -[b_0(M_0 - m_e)]M_0(\cos\theta_1 + \cos\theta_2) + \Lambda M_0^2 \cos(\theta_1 - \theta_2) - b_0 M_0^2 \sin\theta_1 \sin\theta_2 + (K/2)(\sin^2\theta_1 + \sin^2\theta_2). \quad (5)$$

Равновесные углы определяются из условия минимума плотности энергии (5). Необходимыми условиями этого минимума являются равенство

$$\frac{\partial U}{\partial \theta_1} = -b_0(M_0 - m_e)M_0 \sin\theta_1 - \Lambda M_0^2 \sin(\theta_1 - \theta_2) - b_0 M_0^2 \cos\theta_1 \sin\theta_2 + K \sin\theta_1 \cos\theta_1 = 0$$

и аналогичное ему с заменой $\theta_1 \rightleftharpoons \theta_2$. Из этих выражений следует, что конфигурация $\theta_1 = -\theta_2 \equiv \theta$ (рис. 1б) может быть равновесной¹⁾ при значении угла θ , определяемого соотношением

$$\cos\theta = \frac{2b_0(M_0 - m_e)}{2B_E - B_A}, \quad (6)$$

¹⁾ В определенном интервале допирования ($b_0 M_0^2 < K/2$) возможна и АФМ-конфигурация, которую в данной работе рассматривать не будем. Формально в присутствии внешнего поляризирующего поля возможна и захлопнутая конфигурация ($\theta_1 = \theta_2 = 0$), однако при этом не будет перескоков подвижных электронов, а мы интересуемся случаем ФМ с прыжковой проводимостью.

где $V_E = \Lambda M_0$ — обменное поле, $V_A = K/M_0$ — поле анизотропии. Из выражения (6) следует, что скошенная ФМ-фаза может появиться в результате допирования ($x \neq 0, x \neq 1$, см. (3)). Таким образом, продольная часть двойного обмена, действуя в конкуренции с АФМ-обменом, вызывает опрокидывание намагниченностей остовов в скошенную фазу (рис. 1б). Как видно из проведенных вычислений и рис. 1б, вдоль оси z допированного манганита имеется ФМ-структура, а вдоль оси y — АФМ-структура. Этот АФМ появляется из-за перескоков подвижных электронов.

В заключение этого раздела отметим, что данная модель не исключает возможности ее осуществления в случае неоднородного распределения подвижных электронов, в частности, когда в АФМ-матрице, бедной подвижными электронами, имеются островки ФМ-фазы, богатые электронами, или же в ФМ-матрице — островки АФМ-фазы [2]. Нам представляется, что в богатых электронами участках, с точки зрения магнитной структуры, осуществляется скошенная ФМ-фаза.

3. МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ

Допированные манганиты отличаются богатством фазовой диаграммы на плоскости «степень допирования x — температура T » (см., например, рис. 51 из работы [1] и рис. 2 из работы [19]). Задачей данного раздела является рассмотрение магнитных фазовых переходов при изменении температуры при разных степенях допирования.

Как хорошо известно [20], при температурах, близких и выше температуры перехода образца в парамагнитное состояние, векторы термодинамических средних намагниченностей остовов уже не будут иметь постоянные длины — величины равновесных намагниченностей остовов M_{10} и M_{20} (и, соответственно, их z -компоненты) будут зависеть от температуры и эффективных полей. Будем считать, следуя [20], что эта зависимость в высокотемпературном приближении по энергии в этих полях имеет вид

$$M_{jz0} = \frac{C_j}{T} \mu_0 H_{jz0}, \quad (7)$$

где C_j — постоянные Кюри j -й подрешетки (в нашей модели подрешетками являются остовы, имеющие разное направление намагниченности), H_{jz0} — сумма внешнего поля \mathbf{H}_0 , параллельного оси z , и продольных по отношению к \mathbf{H}_0 компонент равновесных внутренних полей, действующих на j -ю подрешетку, μ_0 — магнитная постоянная.

Для вычисления эффективных полей помимо двойного обмена $-b_0 \mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2$ следует для реальности физической картины учитывать гейзенберговское обменное взаимодействие как между остовами, так и внутри них:

$$U_\Lambda = \Lambda \mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2 - \frac{1}{2} \Lambda_{11} \mathbf{M}_1^2 - \frac{1}{2} \Lambda_{22} \mathbf{M}_2^2.$$

Поскольку рассматриваем область температур $T \geq T_C, T_N$, можно пренебречь влиянием анизотропии [20]. Находя обычным образом эффективные поля, получаем

$$\begin{aligned} \mu_0 H_{1z0} &= B_0 - \Lambda M_{2z0} + \Lambda_{11} M_{1z0} + b_0 M_{2z0}, \\ \mu_0 H_{2z0} &= B_0 - \Lambda M_{1z0} + \Lambda_{22} M_{2z0} + b_0 M_{1z0}, \end{aligned} \quad (8)$$

где $B_0 = \mu_0 H_0$. Подставляя выражения (8) в уравнение (7), получаем следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} (T/C_1 - \Lambda_{11}) M_{1z0} + (\Lambda - b_0) M_{2z0} &= B_0, \\ (\Lambda - b_0) M_{1z0} + (T/C_2 - \Lambda_{22}) M_{2z0} &= B_0. \end{aligned} \quad (9)$$

Ту температуру, при которой возникает спонтанная упорядоченность (что отражается ненулевыми решениями системы (9) при $B_0 = 0$), можно найти, приравняв нулю детерминант этой системы:

$$T^2 - (C_1 \Lambda_{11} + C_2 \Lambda_{22}) T + C_1 C_2 [\Lambda_{11} \Lambda_{22} - (\Lambda - b_0)^2] = 0.$$

Исходя из нашей модели,

$$C_1 = C_2 = \frac{(g\mu_B)^2 n_m}{3k_B} S_1(S_1 + 1) \equiv C,$$

где $S_1 = 3/2$ — спин остова. Тогда для температуры перехода получаем следующее уравнение:

$$T^2 - C(\Lambda_{11} + \Lambda_{22}) T + C^2 [\Lambda_{11} \Lambda_{22} - (\Lambda - b_0)^2] = 0. \quad (10)$$

Сначала рассмотрим переход парамагнетик — скошенная ФМ-фаза. При этом будем считать константу внутриостовного взаимодействия положительной ($\Lambda_{11} = \Lambda_{22} = \Lambda_i > 0$), т. е. это взаимодействие усиливает двойной обмен. Для выяснения характера перехода, описываемого каждым из двух корней уравнения (10), вместо решения этого уравнения удобнее поступить следующим образом. Складывая и вычитая уравнения (9), получаем

$$[T/C - \Lambda_i + (\Lambda - b_0)] M_{z0} = 2B_0, \quad (11)$$

$$[T/C - \Lambda_i - (\Lambda - b_0)] L_{z0} = 0, \quad (12)$$

где $M_{z0} \equiv M_{1z0} + M_{2z0}$ и $L_{z0} \equiv M_{1z0} - M_{2z0}$.

Из уравнения (11) следует, что при $T = C(b_0 - \Lambda + \Lambda_i)$ возможно $M_{z0} \neq 0$ при $B_0 = 0$. В условиях $\Lambda_i > \Lambda - b_0$ (напомним, что условия, накладываемые на b_0 , есть условия на концентрацию подвижных электронов) эта температура положительна. Следовательно, $T = \Theta_{CW} = C(b_0 - \Lambda + \Lambda_i)$ можно трактовать как температуру Кюри–Вейсса Θ_{CW} перехода в состояние со спонтанной намагниченностью — в нашей модели к скошенной ФМ-фазе. При $T = \Theta_{CW}$ из уравнения (12) следует, что $L_{z0} = 0$ — антиферромагнетизма вдоль оси z нет. Следовательно, при $\Lambda_i > 0$ и $\Lambda_i > \Lambda - b_0$ уравнения (11) и (12) описывают переход к скошенной ФМ-фазе.

Теперь будем считать константу внутриостовного взаимодействия отрицательной, т.е. это взаимодействие действующим против двойного обмена, и запишем сумму и разность уравнений (9) с $\Lambda_{11} = \Lambda_{22} = -\Lambda_i < 0$:

$$[T/C + \Lambda_i + (\Lambda - b_0)] M_{z0} = 2B_0, \quad (13)$$

$$[T/C + \Lambda_i - (\Lambda - b_0)] L_{z0} = 0. \quad (14)$$

Из уравнения (14) при $b_0 < \Lambda - \Lambda_i$ следует возможность того, что $L_{z0} \neq 0$, т.е. возникает тенденция появления АФМ-состояния вдоль оси z при $T = T_N = C(-b_0 + \Lambda - \Lambda_i) > 0$, и эту величину можно трактовать как температуру Нееля T_N . Из уравнения (13) следует, что при $T = T_N$ спонтанная намагниченность отсутствует — ферромагнетизма нет.

Что касается статической восприимчивости вдоль поля \mathbf{H}_0 , $(\chi_0)_{zz} = \mu_0 M_{z0}/B_0$, из уравнения (11) при условии $\Lambda_i > \Lambda - b_0$ получаем

$$(\chi_0)_{zz} = \frac{2\mu_0 C}{T - \Theta_{CW}},$$

т.е. закон Кюри–Вейсса. С другой стороны, статическая восприимчивость, получаемая из уравнения (13), имеет вид

$$(\chi_0)_{zz} = \frac{2\mu_0 C}{T - T_p}, \quad T_p = C(b_0 - \Lambda - \Lambda_i).$$

Если $b_0 < \Lambda + \Lambda_i$, то $T_p < 0$ (отрицательная парамагнитная температура) и выражение для восприимчивости имеет вид

$$(\chi_0)_{zz} = \frac{2\mu_0 C}{T + |T_p|},$$

характерный для АФМ [20], что естественно при малых b_0 , т.е. при низких и высоких степенях допирования.

Механизм фазового перехода парамагнетик–АФМ в нашей модели заключается в том, что при соответствующих значениях x поле двойного обмена очень мало и упорядочение наступает как результат совместного действия межостовного и противодействующего ему внутриостовного обмена. При $b_0 = 0$ из наших формул следуют выражения [20]

$$T_N = C(\Lambda - \Lambda_i), \quad T_p = -C(\Lambda + \Lambda_i).$$

Механизм фазового перехода парамагнетик–скошенная ФМ-фаза в нашей модели заключается в том, что при соответствующих значениях x поле двойного обмена компенсирует и даже превосходит поле межостовного обмена²⁾ и упорядочение наступает как результат действия внутриостовного ФМ-обмена и двойного обмена. Из формулы (6) следует, что возможно значение b_0 , большее Λ , за счет того, что $M_0 - m_e < M_0$.

Отметим, что в работе [4] для Θ_{CW} получено выражение

$$\Theta_{CW} = \frac{4zJC_1C_2}{(g\mu_B)^2 n_m (C_1 + C_2)},$$

где

$$C_1 = \frac{(g\mu_B)^2 n_m}{3k_B} x S_1 (S_1 + 1),$$

$$C_2 = \frac{(g\mu_B)^2 n_m}{3k_B} (1 - x) S_2 (S_2 + 1),$$

$S_1 = 3/2$, $S_2 = S_1 + s = 2$, $s = 1/2$ — спин подвижного электрона, J — константа гейзенберговского обменного взаимодействия между подрешетками ионов Mn^{3+} и Mn^{4+} с векторами намагниченности разной длины. Однако если записать C_1 и C_2 в виде $C_1 = xC$, $C_2 = (1 - x)C + \Delta C$, где $\Delta C = (1 - x)s(2S + s + 1)$, то в предположении $\Delta C \ll (1 - x)C$ выражение из работы [4] приближенно запишется в виде

$$\Theta_{CW} = \frac{4Zx(1 - x)J}{(g\mu_B)^2 n_m} C.$$

С другой стороны, если в нашей модели в формуле $\Theta_{CW} = C(b_0 - \Lambda + \Lambda_i)$ предположить, что $b_0 \gg \Lambda$, Λ_i и вспомнить определение b_0 согласно (3), то температуры Кюри–Вейсса в обеих моделях совпадают при $J = b/4$. Однако нам представляется, что b_0 в скошенной ФМ-фазе не может быть гораздо больше

²⁾ Как будет показано ниже (разд. 5), при оптимальном допировании для ФМ-фазы ($x = 0.33$) отношение $b_0/\Lambda = 1.048$.

Λ, Λ_i , поскольку из выражения (6) для угла скашивания следует неравенство $b_0 - \Lambda < b_0 m_e / M_0$, а неравенство $b_0 \gg \Lambda, \Lambda_i$ не подтверждается сравнением с экспериментальными данными (см. ниже). Поэтому нам представляется более адекватной наша модель температурного перехода парамагнетик – скошенная ФМ-фаза, заключающаяся в том, что при соответствующих значениях x поле двойного обмена компенсирует и может несколько превосходить поле межостовного АФМ-обмена и упорядочение является результатом действия внутриостовного и двойного обменов. Кроме того, в допированных манганитах при степенях допирования $0 < x < 0.15$ спонтанная намагниченность отсутствует, однако из формулы (4.3) работы [4] следует ее отличное от нуля значение. Этот факт в нашей модели объясняется тем, что при таких малых степенях допирования поле двойного обмена компенсируется превышающим его полем анизотропии (см. сноску 1). Также следует отметить, что в точке перехода от АФМ к скошенной ФМ-фазе температуры Θ_{CW} и T_N равны. Исходя из этого равенства и предложенного нами механизма перехода, имеем, что в этой точке справедливо равенство $b_0 = \Lambda$. В соответствии с этим в дальнейшем при рассмотрении скошенной ФМ-фазы всегда имеется в виду, что $b_0 > \Lambda$.

Таким образом, в данном разделе вычислены температуры Θ_{CW} , T_N , T_p и установлен температурный ход продольной восприимчивости при $T > \Theta_{CW}$, T_N , а также предложен механизм перехода образцов допированного манганита при понижении температуры из парамагнитного состояния а) в АФМ-состояние при малых и больших степенях допирования ($b_0 < \Lambda$), б) в скошенную фазу с разным углом скашивания, включая почти насыщенный ФМ при степенях допирования около оптимальной (плато на рис. 4 из работы [1]) — при $b_0 > \Lambda$.

4. КОЛЕБАТЕЛЬНАЯ ДИНАМИКА СКОШЕННОЙ ФАЗЫ ДОПИРОВАННОГО МАНГАНИТА. СДВИГ ЧАСТОТЫ И ШИРИНА ФМР

Рассмотрим теперь свободные колебания намагниченностей остовов в скошенной ФМ-фазе образца допированного манганита с прыжковой проводимостью, связанной с двойным обменом, когда основным состоянием является следующее (см. рис. 1б):

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_{10} &= \mathbf{z}_0 M_0 \cos \theta - \mathbf{y}_0 M_0 \sin \theta, \\ \mathbf{M}_{20} &= \mathbf{z}_0 M_0 \cos \theta + \mathbf{y}_0 M_0 \sin \theta, \end{aligned} \quad (15)$$

где \mathbf{y}_0 и \mathbf{z}_0 — орты осей y и z . Будем исследовать экспериментальную ситуацию, когда к образцу приложено постоянное магнитное поле $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{z}_0$. Легко можно показать, что это приведет к изменению угла θ в скошенной фазе по сравнению с выражением (6). Теперь

$$\cos \theta = \frac{B_0 + 2b_0(M_0 - m_e)}{2B_E - B_A}. \quad (16)$$

Будем исходить из общей формы уравнений движения для двух векторов намагниченности:

$$\frac{d\mathbf{M}_{1,2}}{dt} = -\gamma \mathbf{M}_{1,2} \times \mu_0 \mathbf{H}_{1,2}, \quad (17)$$

где $\mu_0 \mathbf{H}_{1,2} = -\partial U / \partial \mathbf{M}_{1,2}$ — действующие на них эффективные поля, $\gamma = g\mu_B / \hbar > 0$. Линеаризуем систему уравнений (17) обычным образом в условиях малых колебаний, когда переменные вклады (обозначаемые строчными буквами) малы по сравнению с постоянными:

$$\mathbf{M}_{1,2} = \mathbf{M}_{1,20} + \mathbf{m}_{1,2},$$

$$\mathbf{H}_{1,2} = \mathbf{H}_{1,20} + \mathbf{h}_{1,2},$$

здесь $|\mathbf{m}_{1,2}| \ll |\mathbf{M}_{1,20}|$, $|\mathbf{h}_{1,2}| \ll |\mathbf{H}_{1,20}|$. Тогда система уравнений (17) приобретает вид

$$\frac{d\mathbf{m}_{1,2}}{dt} = -\gamma \mathbf{m}_{1,2} \times \mu_0 \mathbf{H}_{1,20} - \gamma \mathbf{M}_{1,20} \times \mathbf{h}_{1,2}, \quad (18)$$

где фигурируют следующие эффективные поля (чтобы не загромождать получаемые далее выражения, будем полагать в дальнейшем $B_A = 0$):

$$\begin{aligned} \mu_0 \mathbf{H}_{10} &= \mathbf{z}_0 [B_0 + b_0(M_0 - m_e) - B_E \cos \theta] - \\ &\quad - \mathbf{y}_0 [B_E - b_0 M_0] \sin \theta, \\ \mu_0 \mathbf{H}_{20} &= \mathbf{z}_0 [B_0 + b_0(M_0 - m_e) - B_E \cos \theta] + \\ &\quad + \mathbf{y}_0 [B_E - b_0 M_0] \sin \theta, \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \mu_0 \mathbf{h}_1 &= -\mathbf{z}_0 \Lambda m_{2z} - \mathbf{y}_0 (\Lambda - b_0) m_{2y} - \\ &\quad - \mathbf{x}_0 (\Lambda - b_0) m_{2x}, \\ \mu_0 \mathbf{h}_2 &= -\mathbf{z}_0 \Lambda m_{1z} - \mathbf{y}_0 (\Lambda - b_0) m_{1y} - \\ &\quad - \mathbf{x}_0 (\Lambda - b_0) m_{1x}. \end{aligned} \quad (20)$$

Запишем уравнения (18) для проекций магнитных моментов первой подрешетки с учетом выражений (15), (19) и (20):

$$\begin{aligned} \dot{m}_{1x} / \gamma &= -[B_0 + b_0(M_0 - m_e) - B_E \cos \theta] m_{1y} - \\ &\quad - [B_E \cos \theta - b_0(M_0 - m_e)] m_{2y} - \\ &\quad - B_E \sin \theta (m_{1z} + m_{2z}) + b_0 M_0 \sin \theta m_{1z}, \\ \dot{m}_{1y} / \gamma &= [B_0 + b_0(M_0 - m_e) - B_E \cos \theta] m_{1x} + \\ &\quad + [B_E \cos \theta - b_0(M_0 - m_e)] m_{2x}, \\ \dot{m}_{1z} / \gamma &= |\Lambda - b_0| M_0 \sin \theta (m_{1x} + m_{2x}). \end{aligned} \quad (21)$$

Соответствующие уравнения для второй подрешетки могут быть получены заменой $\sin \theta \rightarrow -\sin \theta$ и индексов $1 \rightleftharpoons 2$.

Представляется, что в уравнениях для \dot{m}_{1z} и \dot{m}_{2z} следует брать абсолютное значение разности констант гейзенберговского и двойного обменов, поскольку в случае простой разности изменение ее знака влекло бы за собой перестановку переменных намагниченностей m_{1z} и m_{2z} , что не следует из физических соображений.

Введем переменные векторы ферромагнетизма и антиферромагнетизма

$$\mathbf{m} = \mathbf{m}_1 + \mathbf{m}_2, \quad \mathbf{l} = \mathbf{m}_1 - \mathbf{m}_2.$$

В переменных \mathbf{m} и \mathbf{l} с учетом выражения (16) колебания описываются двумя независимыми системами уравнений:

$$\begin{aligned} \dot{m}_x &= -\omega_0 m_y + \omega_{b_0} l_z, \\ \dot{m}_y &= \omega_0 m_x, \end{aligned} \quad (22)$$

$$\dot{l}_z = \omega_{|\Lambda - b_0|} m_x,$$

$$\begin{aligned} \dot{l}_x &= -\gamma(2B_E - b_0 M_0) m_z \sin \theta, \\ \dot{l}_y &= 0, \\ \dot{m}_z &= 0, \end{aligned} \quad (23)$$

где $\omega_{b_0} = \gamma b_0 M_0 \sin \theta$, $\omega_{|\Lambda - b_0|} = 2\gamma M_0 |\Lambda - b_0| \sin \theta$.

Система уравнений (23) имеет собственную частоту $\omega = 0$. Для нас же интерес представляет возможность существования ненулевой частоты колебаний. В этих условиях система (23) имеет только тривиальное (нулевое) решение $l_x = l_y = m_z = 0$. Это означает, что

$$m_{1x} = m_{2x}, \quad m_{1y} = m_{2y}, \quad m_{1z} = -m_{2z}.$$

Система уравнений (22) имеет собственную частоту

$$(\omega/\gamma)_{pr}^2 = B_0^2 - 2b_0 M_0^2 |\Lambda - b_0| \sin^2 \theta. \quad (24)$$

Если учесть поле анизотропии, то можно увидеть возможность существования собственной частоты, обусловленной двойным обменом ($b_0 M_0$) и анизотропией (B_A) в отсутствие B_0 :

$$\begin{aligned} \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)_{pr}^2 &= \frac{4B_A^2 b_0^2 (M_0 - m_e)^2}{(2B_E - B_A)^2} - \\ &- 2(B_A + b_0 M_0) |\Lambda - b_0| M_0 \sin^2 \theta. \end{aligned}$$

Таким образом, нами найдена также «естественная» частота ФМР в допированных манганитах, обусловленная двойным обменом и полем анизотропии.

При малых углах θ и $B_0 \gg B_A$ частота ФМР (24) приближенно равна

$$\omega_0 \approx \gamma B_0,$$

что соответствует экспериментальным данным по электронному спиновому резонансу в допированных манганитах как выше, так и ниже температуры упорядочения (без учета малых сдвигов, носящих релаксационный характер; они будут описаны далее).

В уравнениях (22) и далее свойства движения подвижных электронов будут отражаться в изменении АФМ-вектора l_z , который связан с y -компонентой ФМ-вектора. Действительно, из уравнений (22) следует соотношение

$$\frac{\partial l_z}{\partial m_y} = \frac{\omega_{|\Lambda - b_0|}}{\omega_0},$$

откуда

$$l_z = \frac{\omega_{|\Lambda - b_0|}}{\omega_0} m_y \quad (25)$$

(постоянная интегрирования равна нулю, так как без прецессии ($m_y = 0$) имеем $l_z = 0$).

Отметим, что, согласно (25), эволюция l_z непрерывно «подстраивается» под m_y . Осцилляции l_z , происходящие в фазе с осцилляциями m_y , видны из рис. 2, где изображены положения векторов намагниченностей остовов в последовательные моменты времени 1, 2, 3, 4. В положениях 1 и 3 $l_z = 0$ — это соответствует тому, что проекции m_{1y} и m_{2y} в этих положениях равны нулю; в положениях 2 и 4 $|l_z| = |l_z|_{max}$ — это соответствует тому, что проекции m_{1y} и m_{2y} в этих положениях не равны нулю и направлены в одну сторону. При движении от положения 4 к положению 2 угол между \mathbf{M}_1 и осью z уменьшается, а угол между \mathbf{M}_2 и осью z увеличивается. Это соответствует преимущественным перескокам электронов с первой подрешетки на вторую. При движении от положения 2 к положению 4 электроны преимущественно перескакивают со второй подрешетки на первую.

Однако следует также принять во внимание тот факт, что подвижные электроны быстро релаксируют в решетку. Следовательно, уравнение для l_z надо дополнить релаксационным членом $-(l_z - l_{z\infty})\tau^{-1}$, где $l_{z\infty}$ — мгновенное равновесное значение l_z при мгновенном значении m_y . Если считать, что соответствующее время релаксации τ удовлетворяет неравенству $\tau^{-1} \gg \omega_{|\Lambda - b_0|}$, то свободное изменение l_z определяется только релаксационным членом. Для поддержания прецессии предположим, что на образец действует линейно поляризованное вдоль оси x внешнее переменное магнитное поле с амплитудой

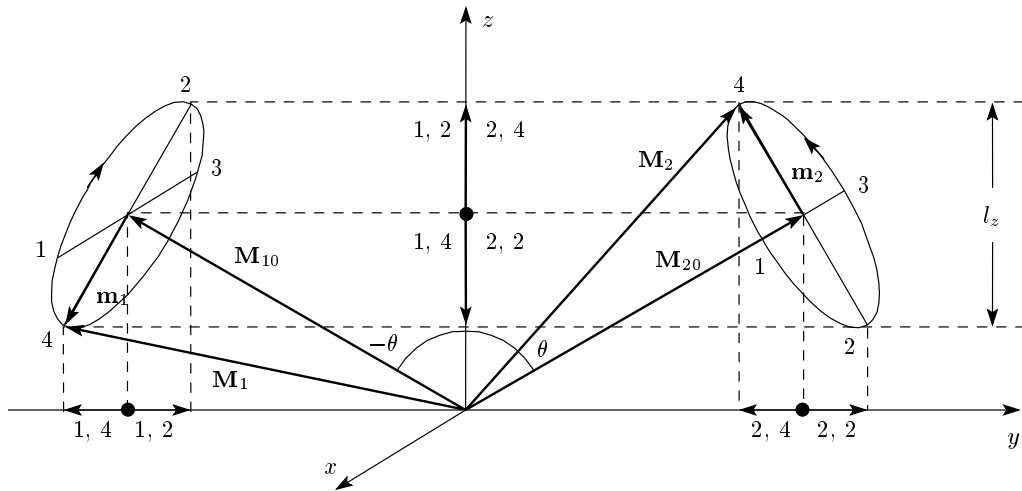


Рис. 2. Прецессия векторов намагниченностей остовов допированного манганита в скошенной ФМ-фазе. Цифрами около эллипсов прецессии обозначены положения концов различных векторов в одинаковые последовательные моменты времени. Цифры 1, 2; 2, 4 и т. д. у оси z обозначают m_{1z} в момент времени 2, отмеченный на эллипсе прецессии M_1 ; m_{2z} в момент 4, отмеченный на эллипсе прецессии M_2 , и т. д. Цифры 1, 2; 2, 4 у оси y обозначают m_{1y} в момент 2; m_{2y} в момент 4 и т. д.

$2H_1$. В уравнении для m_y член, описывающий взаимодействие с этим полем, будет содержать $\cos \theta$, а в уравнении для l_z — $\sin \theta$. Считаем угол θ малым и учитываем переменное поле только в уравнении для m_y . Тогда уравнения (22) принимают вид

$$\begin{aligned} \dot{m}_x &= -\omega_0 m_y + \omega_{b_0} l_z, \\ \dot{m}_y &= \omega_0 m_x - 2\gamma\mu_0 H_1 M_0 \cos \theta, \\ \dot{l}_z &= -(l_z - l_{z\infty})/\tau. \end{aligned} \tag{26}$$

Электроны, отдавая энергию в решетку, уменьшают амплитуду величины l_z , а переменное поле, возбуждающее прецессию, снова увеличивает ее амплитуду, т. е. ситуация аналогична процессу релаксационного резонанса гортеровского типа, но с поперечным переменным полем. Если учесть, что l_z , как и m_y , является осциллирующей величиной, решение третьего уравнения системы (26), как и в [20], следует искать в виде $l_z \exp(i\omega t)$ при $l_{z\infty} \exp(i\omega t)$. Тогда для l_z получаем

$$l_z = l_{z\infty} / (1 + i\omega\tau). \tag{27}$$

Подставляя (27) в (26), имеем

$$\begin{aligned} \dot{m}_x &= [-\omega_0 + \omega_{b_0} l_{z\infty} / (1 + i\omega\tau)] m_y, \\ \dot{m}_y &= \omega_0 m_x - 2\gamma\mu_0 H_1 M_0 \cos \theta. \end{aligned} \tag{28}$$

Равновесное значение l_z можно также выразить через m_y с помощью соотношения $l_{z\infty} = (\omega_{|\Lambda-b_0|} / \omega_0) m_y$ и равновесной намагниченности

m_y , вычисленной аналогично выражению (4.1.16) из [20] с помощью энергии m_y во внутреннем динамическом поле (см. Приложение). Тогда

$$l_{z\infty} = \frac{\omega_{|\Lambda-b_0|}}{\omega_0} m_{y0} \operatorname{th} \frac{m_{y0}(b_0 - \Lambda)m_y}{2k_B T x n_m}, \tag{29}$$

где m_{y0} — значение m_y , обусловленное переменным полем. При малых отклонениях m_y от m_{y0} можно разложить $l_{z\infty}$ (29) в окрестности $m_y = m_{y0}$. С подставленным результатом разложения, в котором ограничиваемся линейным по m_y членом, система уравнений (28) принимает вид

$$\begin{aligned} \dot{m}_x + \left(\omega_0 - \frac{1}{1 + i\omega\tau} \frac{\omega_e^2}{\omega_0} \frac{m_{y0}^2 (b_0 - \Lambda)}{2k_B T x n_m} \times \right. \\ \left. \times \operatorname{sech}^2 \frac{m_{y0}^2 (b_0 - \Lambda)}{2k_B T x n_m} \right) m_y = 0, \end{aligned} \tag{30}$$

$$\dot{m}_y - \omega_0 m_x = -2\gamma\mu_0 H_1 M_0 \cos \theta,$$

где $\omega_e^2 \equiv \omega_{b_0} \omega_{|\Lambda-b_0|}$. Можно показать, что другие члены разложения для данной задачи роли не играют.

В собственной частоте колебаний остовов с учетом релаксации подвижных электронов, описываемых уравнениями (30), содержатся действительная и мнимая части, что говорит о наличии как сдвига резонансной частоты, так и затухания колебаний. Отсюда и из рис. 2, где изображено движение намагниченностей в отсутствие релаксации, следует,

что физические процессы, описываемые уравнениями (30), имеют место на временах порядка периода прецессии. В таком случае эти физические процессы будут влиять на ФМР в условиях, когда время релаксации подвижных электронов порядка периода прецессии. Действительно, следующие ниже выражения для затухания и для сдвига резонансной частоты от ларморовской отражают этот факт.

Переходим от системы уравнений (30) к дифференциальному уравнению второго порядка и ищем собственную (резонансную) частоту ω' и затухание (ширину ФМР) ω'' с помощью подстановки $m_{x,y} \exp(i\omega t)$, где $\omega = \omega' - i\omega''$. С учетом того, что справедливость применения нашей модели ограничена неравенством $\omega'' \ll \tau^{-1}$, получаем

$$\omega'^2 = \omega_0^2 - \delta\omega^2, \quad \delta\omega^2 = \frac{\omega_e^2 C(T)}{1 + \omega'^2 \tau^2}, \quad (31)$$

$$\omega'' = \frac{\omega_e^2 \tau C(T)}{2} \frac{1}{1 + \omega'^2 \tau^2}, \quad (32)$$

где

$$C(T) \approx \frac{(\gamma\mu_0 H_1)^2}{\Delta^2} \frac{2(b_0 - \Lambda)M_0^2 \cos^2 \theta}{k_B T x n_m} \times \operatorname{sech}^2 \left(\frac{(\gamma\mu_0 H_1)^2}{\Delta^2} \frac{2(b_0 - \Lambda)M_0^2 \cos^2 \theta}{k_B T x n_m} \right). \quad (33)$$

В уравнения (31) и (32) подставлено явное выражение для m_{y0} (см. Приложение) с учетом того, что нас интересует эта величина в области ФМР, т.е. при $\omega^2 \approx \omega'^2 = \omega_0^2 - \delta\omega^2$. В этом случае

$$m_{y0}^2 \approx \frac{4(\gamma\mu_0 H_1)^2 M_0^2 \cos^2 \theta}{\Delta^2}, \quad \Delta^2 = \frac{(\omega_e^2 - \delta\omega^2)^2 (\omega^2 + \delta\omega^2 - \omega_e^2)}{(\omega^2 + \delta\omega^2)^2} \approx \frac{(\omega_e^2 - \delta\omega^2)^2}{\omega^2}. \quad (34)$$

Для грубой оценки величин сдвига резонансной частоты и ширины ФМР будем считать, что аргумент квадрата гиперболического секанса в выражении для $C(T)$ гораздо меньше единицы и, соответственно, $\operatorname{sech}^2 \approx 1$. Тогда

$$\delta\omega^2 \approx \frac{\omega^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \frac{\omega_e^2 (\gamma\mu_0 H_1)^2}{(\omega_e^2 - \delta\omega^2)^2} \times \frac{2(b_0 - \Lambda)M_0^2 \cos^2 \theta}{k_B T x n_m}, \quad (35)$$

$$\omega'' \approx \frac{\omega^2 \tau}{2(1 + \omega^2 \tau^2)} \frac{\omega_e^2 (\gamma\mu_0 H_1)^2}{(\omega_e^2 - \delta\omega^2)^2} \times \frac{2(b_0 - \Lambda)M_0^2 \cos^2 \theta}{k_B T x n_m}. \quad (36)$$

Отметим, что как резонансное поле ФМР, так и его ширина зависят от $C(T)$ и пропорциональны квадрату амплитуды переменного поля, возбуждающего резонанс, что может служить критерием осуществления предлагаемого механизма сдвига частоты и уширения ФМР в конкретной экспериментальной ситуации.

Для сравнения с экспериментами по ФМР получим измеряемый сигнал поглощения из системы уравнений (29). Ищем сигнал поглощения в виде $\chi'' = m_x''/2H_1$, где m_x'' — мнимая часть m_x , и находим

$$\chi'' = \frac{\gamma\mu_0 M_0}{4\omega_0} \frac{\sqrt{\omega_0^2 - \delta\omega^2} \omega''}{\left(\omega - \sqrt{\omega_0^2 - \delta\omega^2}\right)^2 + \omega''^2}. \quad (37)$$

Таким образом, в данном разделе нами вычислен сигнал поглощения ФМР (выражение (37)), а также вычислены ширина ФМР в допированных манганитах с прыжковой проводимостью (выражения (32) и (36)) и сдвиг его резонансной частоты (выражения (31) и (35)).

5. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Проведем сначала сравнение с экспериментом статики допированного манганита с прыжковой проводимостью, а именно, зависимости насыщенной намагниченности от степени допирования. Экспериментальные данные при $T = 80 \text{ K} < T_N$, Θ_{CW} , в широком интервале изменения x (см. [1, рис. 4] и [16]) показывают, что при $x < 0.1$ отсутствует спонтанная намагниченность, с ростом x она резко возрастает, имеет плато в области $0.2 < x < 0.4$, которое, однако, не достигает линии зависимости от x полностью насыщенной (идеальной) намагниченности $M_0(x)/\mu_0 n_m = 4 - x$, и далее резко убывает. Выше были получены следующие результаты: при $b_0 < \Lambda - \Lambda_i$, т.е. при малых и больших степенях допирования по сравнению с $x = 0.5$, ниже T_N должна осуществляться АФМ-фаза. При $b_0 > \Lambda - \Lambda_i$, т.е. при промежуточных значениях x , ниже Θ_{CW} образец упорядочивается в скошенной фазе. Эти факты согласуются с экспериментом. Далее, для величины реально достижимой намагниченности насыщения $M_s(x)$ получаем (в магнетонах Бора на формульную единицу)

$$\frac{M_s(x)}{\mu_B n_m} = (4 - x) \cos \theta, \quad (38)$$

что меньше идеального значения намагниченности, что и наблюдалось.

Что касается численного значения насыщенной намагниченности, нами проведено следующее сравнение с экспериментом. В работе [21] при $B_0 = 0$ для $x = 0.33$ измерено $M_s(0.33)/\mu_B n_m = 3.5$. Используя полученное нами значение угла скашивания при $B_0 = 0$ (выражение (6)) и следующее из определений входящих величин значение отношения $(M_0 - m_e)/M_0 = (4 - 2x)/(4 - x)$, сводим выражение (38) к виду

$$\frac{M_s(x)}{\mu_B n_m} = (4 - 2x) \frac{b_0(x)}{\Lambda}. \quad (39)$$

Отсюда для отношения $b_0(0.33)/\Lambda$ получаем следующую оценку: $b_0(0.33)/\Lambda \approx 1.048$. С другой стороны, в работе [16] для образца с $x = 0.9$, считавшегося ранее АФМ, в поле $B_0 = 1.5$ Тл было экспериментально получено отличное от нуля значение M_s , однако, как видно из рис. 2 работы [16], примерно в 10 раз меньшее, чем при $x = 0.2$. По нашей модели это соответствует скошенной фазе с большим углом θ . При $B_0 \neq 0$ в выражении (38)

$$\cos \theta = \frac{B_0}{2B_E(x)} + \frac{b_0(x)}{\Lambda} \frac{M_0 - m_e}{M_0}.$$

Величину гейзенберговского обменного поля

$$B_E(x) = \Lambda M_0(x) = \Lambda \mu_B n_m (4 - x)$$

в допированном образце находим, используя измеренное в работе [22] значение $B_E(0) = 33.9$ Тл в чистом LaMnO_3 : $B_E(0) = 4\Lambda \mu_B n_m = 33.9$ Тл. Отсюда $B_E(x) = (4 - x)33.9/4$. Используя также значения $b_0(x)/\Lambda$, пересчитанные с помощью соотношения

$$\frac{b_0(x)}{\Lambda} = \frac{b_0(0.33)x(1 - x)}{0.33 \cdot 0.67}$$

для $x = 0.9$ и $x = 0.2$, из формулы (38) получаем отличное от нуля значение $M_s(0.9)$ и отношение $M_s(0.2)/M_s(0.9) \approx 3$. Таким образом, имеется качественное соответствие эксперименту. Полагаем, что количественное отличие от экспериментальных данных объясняется неучтенной нами асимметрией в случаях дырочного ($x < 0.5$) и электронного ($x > 0.5$) допирования.

Перейдем теперь к сравнению с экспериментом полученных выше результатов по динамике. Наиболее яркой особенностью уширения линии ФМР в допированных манганитах является рост ее ширины с увеличением частоты ω СВЧ-поля [4, 8], возбуждающего резонанс. Такая тенденция следует из выражения (36), т. е. имеет место качественное согласие с экспериментом.

Далее, снятая в работах [4–9] температурная зависимость ширины ЭПР характеризовалась ее убыванием при понижении температуры от 300 К и имела минимум при $T = T_{min}$ незначительно выше T_C ($T_{min} \approx (1.1–1.5)T_C$). Причины температурного поведения при $T > T_C$ детально обсуждены в работах [5, 6]. Ниже T_{min} наблюдалось резкое уширение линии ФМР с понижением температуры — такое поведение имело место в керамиках, полированных [5–8] и иногда в неполированных [9, 23] монокристаллических образцах. Отметим, что в ряде неполированных монокристаллов сужение, имевшееся при $T > T_{min}$, при $T < T_{min}$ сменялось выходом на плато [4, 8]. Наблюдаемая линия ФМР там имела дайсоновский вид, связанный со скин-эффектом, а поскольку нами этот эффект не учитывался, выход температурной зависимости ширины линии на плато мы в данной работе не рассматриваем. Мы предполагаем, что помимо указанного в работах [4, 8] механизма уширения (наличие пор между кристаллитами в образцах и микронеоднородностей поверхности, приводящих к разбросу размагничивающих полей на спинах ионов марганца) в уширение может давать вклад механизм, связанный с двойным обменом. Температурная зависимость уширения в нашей модели описывается формулой (36) и обусловлена, в первую очередь, множителем M_0^4/T (учтено, что $\omega_e^2 \propto M_0^2$). Используя экспериментально установленный факт [24], что зависимость $M_0(T)$ при $T < T_C$ имеет вид $M_0 \propto (T_C - T)^\beta$, где $\beta \approx 0.45$, легко увидеть, что из выражения (36) благодаря множителю M_0^4/T при понижении температуры следует резкий рост ширины ЭПР: $\omega'' \propto (T_C - T)^{4\beta}/T$. Отметим, что в формуле (36) имеется также множитель $f(\omega, \tau) = \omega\tau/(1 + \omega^2\tau^2)$, который как функция от τ имеет максимум при $\omega\tau = 1$, т. е. при скорости релаксации подвижных электронов, равной резонансной частоте локализованных спинов (факт того, что эти две величины одного порядка, был изначально заложен в нашей модели уширения и сдвига частоты).

Резонансное поле ФМР ω'/γ (т. е. значение постоянного поля, при котором наблюдается максимум сигнала поглощения χ'') при понижении температуры уменьшается [4–6]. В нашей модели $\omega'/\gamma = \sqrt{\omega_0^2 - \delta\omega^2}/\gamma$, где $\delta\omega^2 \propto (T_C - T)^{4\beta}/T$, откуда видно, что действительно с понижением температуры резонансное поле ФМР уменьшается. Отметим, что в модели пор и неровностей поверхности сдвиг резонансного поля отсутствует.

Таким образом, представляется, что полученные аналитические зависимости резонансного поля

ФМР и уширения линии от температуры хорошо описывают экспериментальные данные.

Авторы с благодарностью отмечают, что данная работа была осуществлена при финансовой поддержке Грузинского национального научного фонда (грант № GNSF/STO7/4-179).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Здесь мы найдем равновесное динамическое значение величины $l_{z\infty} = (\omega_{|\Lambda-b_0|}/\omega_0)m_y$ при данной температуре T , т. е. величину

$$l_{z\infty} = \frac{\omega_{|\Lambda-b_0|}}{\omega_0} m_{y0} \tanh \frac{m_{y0} H_{eff}(m_y)}{k_B T x n_m} \quad (\text{A.1})$$

и приведем вычисления, с помощью которых осуществляется переход от уравнений (30) к выражениям (31)–(33).

В (A.1) $H_{eff}(m_y)$ — эффективное динамическое внутреннее поле, действующее на m_y во время прецессии, а m_{y0} — значение m_y , обусловленное переменным полем. Согласно общему определению эффективного поля, имеем

$$H_{eff}(m_y) = -\frac{\partial}{\partial m_y} (U_E + U_{DE})_{eff}, \quad (\text{A.2})$$

где для рассматриваемой задачи

$$(U_E + U_{DE})_{eff} = (b_0 - \Lambda)(M_{1x}M_{2x} + M_{1y}M_{2y}). \quad (\text{A.3})$$

Подставим сюда значения компонент намагниченностей остовов с учетом как постоянных (статических) вкладов, так и амплитуд переменных (динамических) вкладов:

$$\begin{aligned} M_{1x} &= m_{1x}, & M_{1y} &= -M_0 \sin \theta + m_{1y}, \\ M_{1z} &= M_0 \cos \theta + m_{1z}, & M_{2x} &= m_{2x}, \\ M_{2y} &= M_0 \sin \theta + m_{2y}, & M_{2z} &= M_0 \sin \theta + m_{2z}. \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

После подстановки перейдем к ФМ- и АФМ-векторам и учтем результат решения системы уравнений (23): $l_x = l_y = m_z = 0$. Тогда по формуле (A.2) получаем

$$H_{eff}(m_y) = (b_0 - \Lambda)m_y/2. \quad (\text{A.5})$$

Подставляя (A.5) в (A.1), получаем выражение (29) основного текста. Теперь стоит задача нахождения m_{y0} . Эту величину найдем, добавляя в правую часть второго уравнения (22) член $-2\gamma\mu_0 H_1 M_0 \cos \theta$, где $2H_1$ — амплитуда линейно поляризованного вдоль оси x переменного магнитного поля. Ищем решение

в виде $m_y = \tilde{m}_y \exp(i\omega t)$, где $\tilde{m}_y = \tilde{m}'_y + i\tilde{m}''_y$. В результате для искомой величины получаем

$$\begin{aligned} m_{y0} &= -\tilde{m}''_y = -\frac{(\omega^2 + \omega_e^2)2\gamma\mu_0 H_1 M_0 \cos \theta}{\omega(\omega^2 - \omega_0^2 + \omega_e^2)} \approx \\ &\approx -\frac{\omega_0^2 \gamma \mu_0 H_1 M_0 \cos \theta}{\omega \sqrt{\omega_0^2 - \omega_e^2} (\omega - \sqrt{\omega_0^2 - \omega_e^2})}, \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

где $\omega_e^2 \equiv \omega_{b_0} \omega_{|\Lambda-b_0|}$.

Величина m_{y0} интересует нас в области ФМР, т. е. при $\omega^2 \approx \omega'^2 = \omega_0^2 - \delta\omega^2$. Поэтому в выражение (A.6) подставим $\omega_0^2 = \omega^2 - \delta\omega^2$, в результате чего получаем

$$m_{y0}^2 \approx \frac{4(\gamma\mu_0 H_1)^2 M_0^2 \cos^2 \theta (\omega^2 + \delta\omega^2)^2}{(\omega_e^2 - \delta\omega^2)^2 (\omega^2 + \delta\omega^2 - \omega_e^2)},$$

т. е. формулу (34) основного текста. Подставляя это выражение в (30) и проводя стандартную процедуру нахождения собственной частоты ω' и затухания ω'' , получаем результаты (31)–(33).

ЛИТЕРАТУРА

1. J. M. D. Coey, M. Viret, and S. von Molnar, Adv. Phys. **48**, 167 (1999).
2. E. L. Nagaev, Phys. Rep. **346**, 387 (2001).
3. Ю. А. Изюмов, Ю. Н. Скрябин, УФН **171**, 121 (2001).
4. M. T. Causa, M. Tovar, A. Caneiro et al., Phys. Rev. B **58**, 3233 (1998).
5. V. A. Atsarkin, V. V. Demidov, G. A. Vasneva, and K. Conder, Phys. Rev. B **63**, 092405 (2001).
6. V. A. Atsarkin, V. V. Demidov, G. A. Vasneva, and D. G. Gotovtsev, Appl. Magn. Res. **21**, 147 (2001).
7. C. Rettori, D. Rao, J. Singley et al., Phys. Rev. B **55**, 3083 (1997).
8. F. Rivadulla, M. A. Lopez-Quintela, L. E. Hueso et al., Phys. Rev. B **60**, 11922 (1999).
9. A. I. Shames, E. Rosenberg, G. Gorodetsky, and Ya. M. Mukovskii, Phys. Rev. B **68**, 174402 (2003).
10. C. Zener, Phys. Rev. **82**, 403 (1951).
11. P. W. Anderson and H. Hasegawa, Phys. Rev. **100**, 675 (1955).
12. P. G. De Gennes, Phys. Rev. **118**, 141 (1960).
13. G. H. Jonker and J. H. van Santen, Physica **16**, 337 (1950).

14. E. O. Wollan and W. C. Koehler, *Phys. Rev.* **100**, 545 (1955).
15. J. B. Goodenough, *Phys. Rev.* **100**, 564 (1955).
16. R. Mahendiran, S. K. Tiwary, A. K. Raychaudhuri et al., *Phys. Rev. B* **53**, 3348 (1996).
17. K. Von Helmholt, J. Wecker, K. Samwer, and K. Bärner, *J. Magn. Magn. Mat.* **151**, 411 (1995).
18. Ч. Киттель, *Введение в физику твердого тела*, Наука, Москва (1978), с. 548.
19. E. Dagotto, J. Burgu, and A. Moreo, arXiv:cond-mat/0209689.
20. А. Г. Гуревич, *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*, Наука, Москва (1973), гл. 4, 9.
21. Q. Huang, A. Santoro, J. W. Lynn et al., *Phys. Rev. B* **58**, 2684 (1998).
22. D. Talbayev, L. Mikhaly, and J. Zhou, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 017202 (2004).
23. V. A. Ivanshin, J. Deisenhofer, H.-A. Krug von Nidda et al., *Phys. Rev. B* **61**, 6213 (2000).
24. S. E. Lofland, V. Ray, P. H. Kim et al., *Phys. Rev. B* **55**, 2749 (1997).