

ОБМЕННОЕ СМЕЩЕНИЕ В СЛОИСТОМ КОБАЛЬТИТЕ $GdBaCo_2O_{5.5}$

*Н. И. Солин**, *С. В. Наумов*, *С. В. Телегин*, *А. В. Королев*

*Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук
620108, Екатеринбург, Россия*

Поступила в редакцию 9 августа 2017 г.

Установлено влияние содержания кислорода δ на обменное смещение в слоистом кобальтите $GdBaCo_2O_{5+\delta}$: оно возникает в дырочном ($\delta > 0.5$) кобальтите и исчезает в электронном ($\delta < 0.5$) кобальтите. Определены основные параметры обменного смещения поликристалла $GdBaCo_2O_{5.52(2)}$: полявые и температурные зависимости поля обменного смещения H_{EB} , температура блокировки T_B , энергия обменной связи интерфейса J_i антиферромагнетик (АФМ)–ферромагнетик (ФМ), размеры ФМ-кластеров и исследован присущий системам с обменным смещением эффект тренировки. Результаты объясняются обменным взаимодействием ФМ- и АФМ-фаз. Предполагается, что источником обменного смещения является существование ионов Co^{3+} и Co^{4+} , приводящих к образованию однодоменных ФМ-кластеров в АФМ-матрице кобальтита.

DOI: 10.7868/S0044451017120148

1. ВВЕДЕНИЕ

Обменное смещение (exchange bias (EB)), или однонаправленную анизотропию впервые наблюдали Майклджен и Бин [1, 2] по смещению петли гистерезиса намагниченности в однодоменных ФМ-частицах Co , покрытых АФМ-оболочкой CoO . Результаты объяснялись обменным взаимодействием, возникающим на поверхности раздела однодоменной ФМ-частицы и АФМ-матрицы [1, 2]. Однонаправленность проявляется в том, что физические свойства среды зависят не только от величины, но также и от знака напряженности магнитного поля. В начальной стадии исследования обменного смещения имели познавательный характер (см. ссылки 218–251 в гл. 23 книги [3]). В последние 20 лет эффект обменного смещения начал использоваться в ряде технологических применений [4–7]. Выяснение фундаментальной роли эффекта обменного смещения в спиновом клапане и туннельных устройствах вызвало бурный рост исследований бинарных систем ферромагнетик (ФМ)–антиферромагнетик (АФМ) (см. ссылки в работах [5, 7]). Можно предположить, что однонаправленная анизотропия электросопрот-

тивления в магниторезистивных материалах (манганитах, кобальтитах) обеспечивает дополнительную степень свободы для управления процессом проводимости в устройствах спинтроники.

В работе [8] сообщалось об обнаружении однонаправленной анизотропии электросопротивления в $EuBaCo_2O_{5.5}$. Предполагалось, что метастабильное состояние и однонаправленная анизотропия $EuBaCo_2O_{5.5}$ не случайные явления, и они могут быть присущи магниторезистивным редкоземельным (РЗ) кобальтитам с общей формулой $RBaCo_2O_{5.50}$ [9]. Однако в приготовленных на воздухе поликристаллах $RBaCo_2O_{5+\delta}$, где $R=Gd$ или $R=Tb$, эффект однонаправленной анизотропии не был обнаружен [8]. Обменное смещение возникает в гетерогенной среде, содержащей однодоменные ФМ-частицы в АФМ-матрице при охлаждении в магнитном поле от температуры выше температуры Нееля (T_N), причем ФМ-частицы должны иметь более высокую температуру упорядочения $T_C > T_N$ [1–6]. Природа разделения фаз в $R_{1-x}Me_xCoO_3$ хорошо установлена нейтронными методами, и она связана с существованием ионов Co^{3+} и Co^{4+} [10].

Неоднородное состояние — ФМ-кластеры в диамагнитной матрице — в РЗ-оксидах кобальта $R_{1-x}Me_xCoO_{3-\delta}$ достигается замещением трехвалентного РЗ-иона R двухвалентным щелочным металлом $Me=Sr, Ca, Ba$. Известно, что двойной об-

* E-mail: solin@imp.uran.ru

мен между ионами Co^{3+} и Co^{4+} ведет к образованию ФМ-кластеров и что эти случайно легированные оксиды создают пространство ФМ-областей, внедренных в магнитно-неактивную (диамагнитную) среду. Однако в перовскитах $\text{R}_{1-x}\text{Ba}_x\text{CoO}_{3-\delta}$ при $x = 0.5$ из-за различий ионных радиусов происходит упорядочение катионов и кислородных вакансий [11]. В $\text{RBaCo}_2\text{O}_{5+\delta}$ при $\delta = 0.5$ все ионы кобальта находятся в трехвалентном состоянии Co^{3+} [11]. Ионы Co^{4+} могут возникнуть за счет кислородных вакансий, неупорядоченностей в подрешетках. Признаки наноразмерного фазового расслоения в $\text{RBaCo}_2\text{O}_{5+\delta}$ наблюдаются только при $\delta \neq 0.5$ [12, 13]. В $\text{RBaCo}_2\text{O}_{5+\delta}$ валентное состояние кобальта легко управляется отжигом в разных атмосферах [14].

В настоящей работе в отожженных в атмосфере кислорода образцах $\text{GdBaCo}_2\text{O}_{5+\delta}$ мы обнаружили эффекты однонаправленной анизотропии, аналогичные наблюдаемым в $\text{EuBaCo}_2\text{O}_{5.5}$ [8]. В направлении магнитного поля, при котором образец был охлажден, значение электросопротивления ρ было меньше, чем в противоположном направлении магнитного поля, и петля гистерезиса $\rho(H)$ сдвинута относительно начала координат ($H = 0$). Значение $\delta \approx 0.52(2)$ оценено из измерений веса образцов до и после термообработок. Полученные данные позволяют полагать, что в исследованных образцах кроме ионов Co^{3+} содержится около 3–4% ионов Co^{4+} . Этот результат находит подтверждение в измерениях эффекта термоэдс. Однонаправленная анизотропия исчезает после отжига образцов в атмосфере аргона при $\delta < 0.5$, т.е. при появлении ионов Co^{2+} . Предполагается, что обменное смещение и фазовое расслоение могут управляться изменением содержания δ кислорода и в других слоистых кобальтитах.

В данной работе впервые определены основные особенности обменного смещения слоистого кобальтита: температурные и полевые зависимости поля H_{EB} обменного смещения, энергия обменной связи J_i АФМ–ФМ-интерфейса, температура блокировки T_B , ниже которой возникает обменное смещение, оценены размеры ФМ-кластеров. Исследован эффект тренировки, заключающийся в уменьшении поля H_{EB} , когда петли магнитного гистерезиса последовательно повторяются несколько раз. Этот эффект является важным инструментом экспериментальных доказательств наличия обменного смещения в структуре.

2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКИ ИССЛЕДОВАНИЙ

Способ приготовления поликристаллических образцов $\text{GdBaCo}_2\text{O}_{5+\delta}$ описан в работе [15]. Рентгеновский анализ показал однофазный состав образцов. Для определения абсолютного содержания кислорода использовался метод восстановления водородом и измерения веса образцов. Магнитные исследования проведены в центре коллективного пользования ИФМ УрО РАН с использованием магнитометра MPMS-5XL (QUANTUM DESIGN).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 приведены результаты исследования магнитных свойств. Намагниченность резко увеличивается при температуре ниже 275–280 К, достигает максимума при $T_M \approx 245$ К, далее резко убывает при уменьшении температуры ниже $T \approx 200$ К. Такое поведение $M(T)$ характерно для $\text{GdBaCo}_2\text{O}_{5.5}$ и объясняется возникновением ФМ-состояния при $T_C \approx 275 \pm 2$ К и переходом в АФМ-состояние при понижении температуры [14, 16]. Максимум на зависимости $M(T)$ при 245 К, резкое уменьшение производной намагниченности dM/dT при 235 К, изгиб

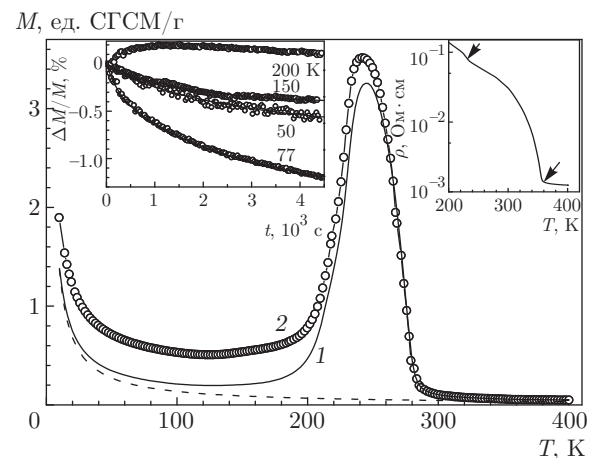


Рис. 1. Температурные зависимости намагниченности поликристалла $\text{GdBaCo}_2\text{O}_{5.52(2)}$ при $H = 1$ кЭ при охлаждении без магнитного поля (ZFC) — кривая 1, в магнитном поле (FC) — кривая 2. Штриховая линия — парамагнитный вклад иона Gd^{3+} . Левая вставка — временные зависимости намагниченности при разных температурах, символы — эксперимент, линии — расчет; правая вставка — температурная зависимость электросопротивления вблизи температур перехода ФМ–АФМ и металл–диэлектрик (указаны стрелками)

на температурной зависимости электросопротивления $\rho(T)$ при $T = 220\text{--}235$ К (правая вставка на рис. 1) вызваны переходом из ФМ- в АФМ-состояние в интервале $T_N \approx 220\text{--}235$ К. Гистерезисные явления на кривой намагниченности при нагревании и охлаждения образца без магнитного поля (ZFC) и в магнитном поле (FC) свидетельствуют о фазовом переходе первого рода. Низкотемпературное состояние $\text{GdBaCo}_2\text{O}_{5.52(2)}$, как и $\text{EuBaCo}_2\text{O}_{5.50}$ [8], не является состоянием теплового равновесия: магнитные свойства зависят от времени t (левая вставка на рис. 1). Образец был охлажден в магнитном поле $H = 15$ кЭ от 300 К до заданной температуры, и поле оставалось постоянным при измерениях.

Намагниченность

$$\frac{\Delta M}{M} \equiv \frac{M(t, H) - M(t = 0, H)}{M(t = 0, H)}$$

при $T = 150\text{--}50$ К уменьшается, при 200 К значение намагниченности сначала увеличивается, далее медленно уменьшается со временем, что связано с ростом ФМ-вклада с повышением температуры. Временные изменения намагниченности $\text{GdBaCo}_2\text{O}_{5.52(2)}$, так же как и $\text{EuBaCo}_2\text{O}_{5.5}$ [8], удовлетворительно описываются двумя экспонентами:

$$\Delta M(t) \sim M_1 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) \right] + M_2 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \right].$$

Величина τ_1 слабо растет с понижением температуры примерно от $2 \cdot 10^3$ до $3 \cdot 10^3$ с, причем вклад второй экспоненты мал и быстро убывает, $M_2/M_1 \approx 0.1$, $\tau_1 = 100\text{--}300$ с. Временные эффекты в $\text{EuBaCo}_2\text{O}_{5.50}$ объяснялись особенностями, присущими магнитным стеклам при фазовом переходе первого рода [17, 18]. С другой стороны, эффект обменного смещения по своей природе должен быть метастабильным, так как система может находиться в состояниях, когда магнитный момент антипараллелен намагничивающему полю. Термические процессы могут привести к изменениям в магнитных конфигурациях путем преодоления энергетических барьеров [4]. Об этом свидетельствуют исследования временных эффектов в структурах ФМ–АФМ, проявляющих эффект обменного смещения [7].

В области низких температур ($T < 100$ К) виден рост $M(T)$ при понижении температуры (см. рис. 1), который обычно объясняется вкладом ионов Gd^{3+} с парамагнитной температурой $\Theta = 0$ [14, 16, 19]. На

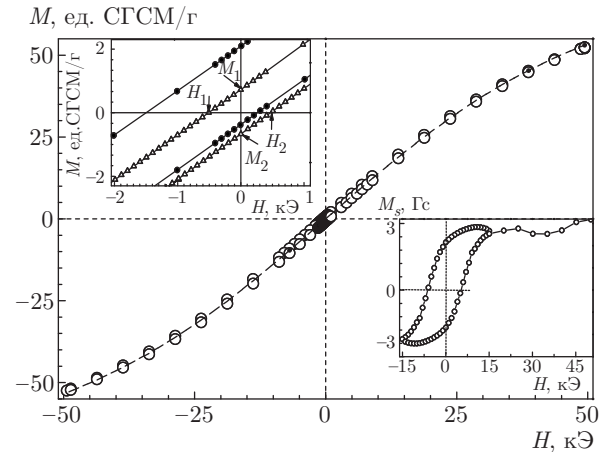


Рис. 2. Полевые зависимости намагниченности $\text{GdBaCo}_2\text{O}_{5.52(2)}$ при $T = 10$ К в режиме ZFC. Штриховая линия — парамагнитный вклад иона Gd^{3+} . Верхняя вставка — низкополевая часть кривой $M(H)$ в режимах ZFC (треугольники) и FC (кружки) при $T = 10$ К; нижняя вставка — полевая зависимость намагниченности при $T = 150$ К в режиме FC при вычете АФМ-вклада Co^{3+} и парамагнетизма иона Gd^{3+} , $H_{cool} = 15$ кЭ

рис. 2 приведено нелинейное поведение кривой намагничивания при 10 К после охлаждения от 300 К при $H = 0$ (символы), характерное для парамагнетика при низкой температуре и высоких магнитных полях [3]. Вклад идеального парамагнетика ($\Theta = 0$) со спином $S = 7/2$ в значения намагниченности, вычисленные при $T = 10$ К и $H = 50$ кЭ из функции Бриллюэна, оказывается выше экспериментальных значений намагниченности образца. Исследуемый образец $\text{GdBaCo}_2\text{O}_{5.52(2)}$ содержит примерно 3–4 % ионов Co^{4+} в матрице с основной массой трехвалентных ионов кобальта. Предполагается, что магнитное состояние $\text{GdBaCo}_2\text{O}_{5.5}$ при низких температурах связано с изменением спинового состояния Co^{3+} от высокоспинового ($S = 2$) на промежуточное ($S = 1$) состояние вблизи температуры перехода металл–диэлектрик $T_{MI} \approx 360$ К (правая вставка на рис. 1) [14, 16, 19].

Температурные исследования намагниченности показывают, что АФМ-вклад ионов кобальта в экспериментальную наблюдаемую намагниченность составляет около 1–2 % при 50 К и уменьшается при понижении температуры ниже T_N , что характерно для АФМ-поликристаллов [3]. В $\text{GdBaCo}_2\text{O}_{5.50}$ при $T > 1.7\text{--}2.0$ К упорядочение ионов Gd^{3+} не обнаружено [14, 16]. Можно ожидать, что в $\text{GdBaCo}_2\text{O}_{5.50}$, как и в нелегированном GdCoO_3 [20], происходит АФМ-упорядочение ионов Gd^{3+} при $T \lesssim 1.7$ К.

Нелинейное поведение намагниченности $GdBaCo_2O_{5.52(2)}$ при 10 К можно описать функцией Бриллюэна с $S = 7/2$ и парамагнитной температурой $\Theta = -1.4$ К (штриховая линия на рис. 2) с учетом возможного 2-процентного АФМ-вклада ионов кобальта. Весьма значительный вклад ионов Gd^{3+} сохраняется и при высоких температурах (штриховая линия на рис. 1). Двойной обмен между ионами Co^{3+} и Co^{4+} ведет к образованию ФМ-кластеров. На нижней вставке к рис. 2 показан вклад ферромагнитной компоненты при 150 К при охлаждении в магнитном поле. Намагниченность насыщения ФМ-кластеров составляет величину $M_s \approx 2.8$ Гс при 150 К.

Для исследования эффекта обменного смещения были измерены петли магнитного гистерезиса $M(H)$ после охлаждения образца от $T = 300$ К $> T_N$ в нулевом и в ненулевом магнитных полях H_{cool} . На верхней вставке к рис. 2 показана низкополевая часть петель гистерезиса (от +50 до -50 кЭ) при 10 К в увеличенном масштабе после охлаждения без магнитного поля (ZFC) и в магнитном поле $H_{cool} = 50$ кЭ (FC). Обменное смещение характеризуется полем обменного смещения $H_{EB} = (H_1 - H_2)/2$ и коэрцитивной силой $H_c = (H_1 + H_2)/2$, где H_1 и H_2 соответствуют значениям магнитного поля, при которых намагниченность петли гистерезиса меняет знак при уменьшении и увеличении напряженности магнитного поля [4, 5].

Смещение петли гистерезиса в режиме FC сопровождается смещением (асимметрией) остаточной намагниченности, которое характеризуется аналогичными выражениями [4, 5]

$$M_{EB} = (M_1 - M_2)/2, \quad M_c = (M_1 + M_2)/2.$$

Эти величины показаны на верхней вставке к рис. 2. Намагниченность в режиме ZFC имеет нормальную петлю гистерезиса с центром в нулевом поле. Сдвиги по осям магнитного поля и намагниченности отчетливо видны при режиме FC, но отсутствуют при режиме ZFC, что явно указывает на появление обменного смещения. Отметим, что в большинстве известных соединений сдвиг петли происходит в сторону уменьшения H , т. е. $H_{EB} < 0$ (обычно приводят без указания знака), а коэрцитивная сила увеличивается, как видно из вставки к рис. 2: $H_{EB} = -610$ Э, $H_c = 880$ Э. Большая величина H_c образца показывает сохранение ФМ-компоненты ниже $T_N \approx 220-230$ К.

Для получения информации об основных свойствах обменного смещения проведены его температурные и полевые исследования. На рис. 3 показана

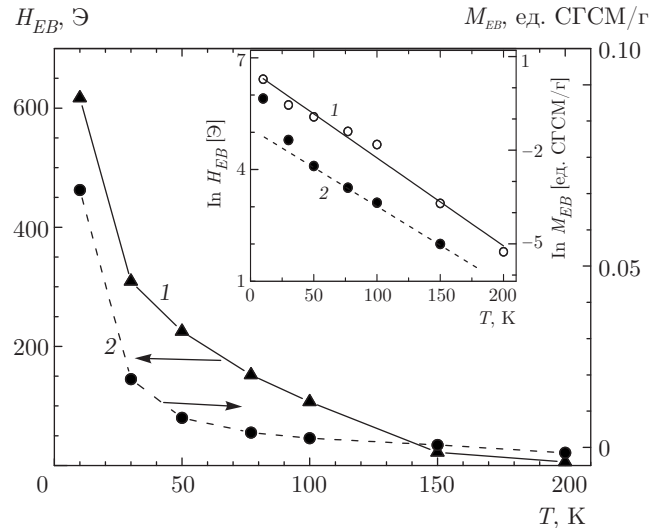


Рис. 3. Температурные зависимости H_{EB} (1) и M_{EB} (2) для $GdBaCo_2O_{5.52(2)}$ при $H_{cool} = 50$ кЭ. Вставка — температурные зависимости H_{EB} и M_{EB} в логарифмическом масштабе, линии — расчет с помощью выражения (1)

ны температурные изменения обменных параметров H_{EB} и M_{EB} при $H_{cool} = 50$ кЭ. Образец охлаждался от 300 К $> T_N$ при 50 кЭ до каждой температуры, и из измерений намагниченности от 50 до -50 кЭ определялись параметры H_{EB} и M_{EB} . Петли гистерезиса намагниченности были практически симметричными при $T > 200$ К, ниже этой температуры величина H_{EB} резко росла, а ниже 100 К становилась весьма заметной. Температура блокировки (при которой эффект однонаправленной анизотропии исчезает, т. е. $H_{EB} = 0$) равна $T_B \approx 200$ К и меньше T_N . Зависимость $M_{EB}(T)$ имеет похожий на функцию $H_{EB}(T)$ вид, но резкое увеличение значений $M_{EB}(T)$ начинается ниже 50 К. В высококачественных тонкопленочных системах с толстыми АФМ-слоями обычно $T_B \approx T_N$, тогда как в поликристаллических структурах $T_B < T_N$ [4–7]. Увеличение H_{EB} при понижении температуры характерно для систем с обменным смещением. Величина H_{EB} определяется конкуренцией между энергией обменного взаимодействия в интерфейсе ФМ–АФМ и тепловой энергией. Низкая температура способствует замерзанию намагниченности в интерфейсе ФМ–АФМ и росту H_{EB} [4–7].

Температурные изменения поля обменного смещения $H_{EB}(T)$ и асимметрии остаточной намагниченности $M_{EB}(T)$ хорошо аппроксимируются экспоненциальным поведением, наблюдаемым в электронных манганитах и спиновых стеклах с фрустрированными взаимодействиями [7, 21, 22]:

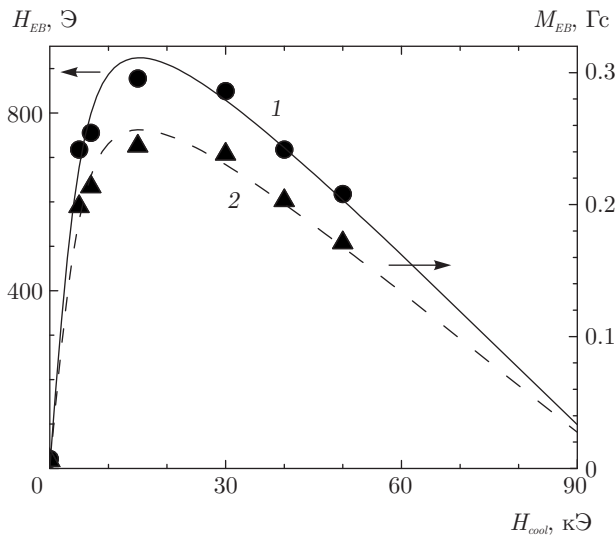


Рис. 4. Полевые зависимости H_{EB} (1) и M_{EB} (2) для $GdBaCo_2O_{5.52(2)}$ при $T = 10$ К: символы — эксперимент, линии — расчет

$$\begin{aligned} H_{EB} &= H_{EB}(0) \exp(-T/T_1), \\ M_{EB} &= M_{EB}(0) \exp(-T/T_2). \end{aligned} \quad (1)$$

Выражение (1) хорошо описывает экспериментальные данные $H_{EB}(T)$ в интервале 10–200 К при $H_{EB}(0) = 910 \pm 40$ Э и $T_1 = 42 \pm 1$ К (сплошная линия на вставке к рис. 3). Оно хорошо описывает зависимости $M_{EB}(T)$ при $T_2 = 41 \pm 1$ К только до 50 К (пунктирная линия на вставке к рис. 3). Известно, что пропорциональность между M_{EB} и H_{EB} выполняется при $\mu H/kT < 1$, где μ — магнитный момент ФМ-кластера [23], k — постоянная Больцмана. Из оценок размера ФМ-кластеров следует (см. ниже), что при $T < 50$ К условие $\mu H/kT < 1$ не выполняется. Отметим, что экспоненциальная зависимость $H_{EB}(T)$ не характерна для типичных соединений с обменным смещением. Теория предсказывает близкую к линейной зависимость

$$H_{EB}(T) \propto (1 - T/T_N)^n,$$

где $n \geq 1$ [4, 7].

На рис. 4 приведены полевые зависимости H_{EB} и M_{EB} при $T = 10$ К. Образец охлаждался от 300 К в магнитном поле $H_{cool} = 0$ –50 кЭ. Значения H_{EB} и M_{EB} определялись из измерений кривой намагничивания от $+H_{cool}$ до $-H_{cool}$. Величины H_{EB} и M_{EB} ведут себя примерно одинаково: они резко возрастают при $H_{cool} \leq 10$ кЭ, достигают максимальных значений при $H_{cool} \approx 15$ кЭ и уменьшаются примерно в 1.5 раза при 50 кЭ. В работе [23] предложена упрощенная модель описания эффекта обменного

смещения и оценки основных параметров, определяющих этот эффект в фазово-расслоенных средах. Для однодоменных суперпарамагнитных кластеров с магнитным моментом μ , связанных обменным взаимодействием с АФМ-матрицей, при $\mu H/kT < 1$ параметры обменного смещения H_{EB} и M_{EB} определяются соотношением

$$-H_{EB} \sim M_{EB} \sim J_i \left[\frac{J_i \mu_0}{(g \mu_B)^2} L(x) + H_{cool} \right], \quad (2)$$

где $L(x)$ — функция Ланжевена, $x = \mu H_{cool}/kT_f$, T_f — температура замерзания, μ_0 — магнитный момент иона Co^{3+} , $\mu = N_v \mu_0$, N_v — число ионов Co в ФМ-кластере, μ_B — магнетон Бора, $g = 2$ — гиромагнитный фактор. Поле обменного смещения H_{EB} определяется балансом между энергией Зеемана ФМ-частиц и энергией обменного взаимодействия ($J_i < 0$) в интерфейсе ФМ–АФМ. При малых полях величина H_{EB} определяется первым членом в выражении (2) и растет с увеличением H_{cool} . При достаточно больших значениях H_{cool} начнет преобладать второй член, и H_{EB} может даже сменить знак. Авторы работы [23] считают, что температура замерзания T_f гораздо ниже T_B . Полагая $T_f = 100$ –200 К, результаты $H_{EB}(H_{cool})$ при 10 К можно удовлетворительно описать выражением (2) при $\mu \approx (1-2) \cdot 10^3 \mu_B$ и $J_i \approx -0.6$ мЭВ, что соответствует размеру ФМ-кластеров $d = 3-4$ нм для $\mu_0 = 2 \mu_B$ иона Co^{3+} в промежуточном ($S = 1$) состоянии (сплошные линии на рис. 4).

Если модель верна, то в поле порядка 100 кЭ однонаправленная анизотропия должна полностью подавляться. В электронных манганитах значения $H_{EB}(H_{cool})$ слабо меняются (т. е. обменное смещение не подавляется) до 75 кЭ при гелиевой температуре [21–23]. Различие в поведении объясняется тем, что в исследованном образце $GdBaCo_2O_{5.52(2)}$ размер ФМ-кластеров до 3–4 раз больше, чем в манганитах. Согласно модели обменной анизотропии, величина H_{EB} обратно пропорциональна размеру (толщине) ФМ-слоя, t_{FM} : $H_{EB} \propto 1/t_{FM}$ [4–6].

Одной из интересных характеристик в системах с обменным смещением является тренировочный эффект, который проявляется в уменьшении H_{EB} и установлении своего равновесного значения H_{EB}^{eq} при бесконечном циклическом изменении магнитного поля [4–6]. На рис. 5 приведены результаты исследований обменного смещения и тренировочного эффекта при 77 К посредством циклических ($N = 7$) изменений магнитного поля $H_{cool} = \pm 15$ кЭ. Величины H_{EB} и M_{EB} уменьшаются при циклическом изменении магнитного поля. На нижней встав-

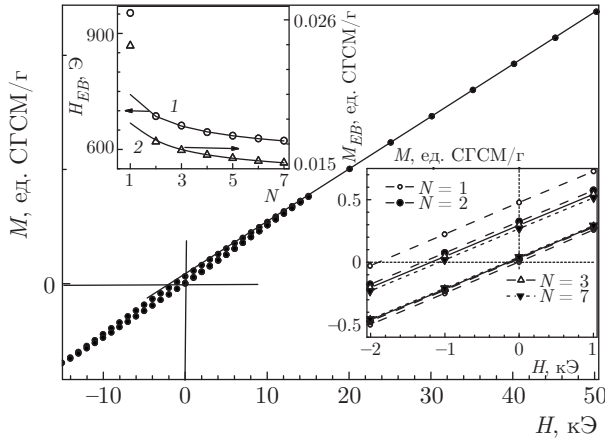


Рис. 5. Зависимость намагниченности при циклическом изменении магнитного поля при $T = 77$ К: верхняя вставка — зависимости H_{EB} (1) и M_{EB} (2) от номера цикла N , символы — эксперимент, сплошная линия — расчет, $H_{EB}, M_{EB} \propto 1/N^{1/2}$; нижняя вставка — низкополевая часть намагниченности в увеличенном масштабе

ке к рис. 5 в увеличенном масштабе показан типичный для систем с обменным смещением эффект тренировки для $N = 7$ циклов намагничивания. Нижняя ветвь $M(H)$, исключая 1-й цикл, идет практически по одной линии, а уменьшение H_{EB} происходит за счет верхней ветви $M(H)$. Наиболее резкое уменьшение H_{EB} происходит после 1-го цикла, далее монотонно уменьшается (верхняя вставка к рис. 5), что также типично для эффекта тренировки. Природа этого эффекта в настоящее время не совсем ясна. Чисто экспериментально обнаружено, что связь между H_{EB} и N задается простым степенным законом при $N > 1$ [4–6]:

$$\begin{aligned} H_{EB}(N) &= H_{EB}^{eq} + \frac{K_H}{\sqrt{N}}, \\ M_{EB}(N) &= M_{EB}^{eq} + \frac{K_M}{\sqrt{N}}, \end{aligned} \quad (3)$$

где H_{EB}^{eq} и M_{EB}^{eq} — равновесные значения H_{EB} и M_{EB} при бесконечном цикле намагничивания, K_H и K_M — некоторые постоянные величины. Полученные результаты удовлетворительно описываются при $H_{EB}^{eq} = 510$ Э и $K_H = 193$ Э. Аналогичные результаты получены и для $M_{EB}(N)$ (нижняя вставка к рис. 5). Равновесное значение H_{EB}^{eq} почти в 2 раза меньше своего начального значения.

Далее оценена плотность ФМ-кластеров в образце. Линейная зависимость намагниченности до 50 кЭ (см. рис. 5), полученная после $N = 7$ циклов намагничивания, объясняется вкладами парамагнетизма ионов Gd^{3+} и АФМ-ионов Co^{3+} . Экс-

траполяцией зависимости $M(H)$ можно грубо оценить (линия на рис. 5) намагниченность насыщения ФМ-кластеров. Вычитая вклад в намагниченность от парамагнетизма ионов Gd^{3+} и АФМ-вклад от ионов Co^{3+} из значений $M(H)$, можно оценить намагниченности насыщения ФМ-кластеров $M_s(T)$: величина M_s убывает с понижением температуры ($M_s \approx 2.8$ Гс при 150 К, см. нижнюю вставку к рис. 2) и остается приблизительно постоянной, $M_s \approx 1.7$ – 1.4 Гс, при низких температурах. Следуя рекомендациям работы [23], из соотношения

$$M_s = n\mu \quad (4)$$

можно оценить плотность n ФМ-кластеров. Полагая $\mu = 10^3 \mu_B$ и $M_s \approx 1.7$ Гс, мы оценили величину $n \sim 10^{-7} \text{ \AA}^{-3}$. Такая плотность n соответствует расстоянию между ФМ-кластерами порядка 20 нм. Величина n в электронных манганитах $R_{1-x}Mn_xO_3$ уменьшается от 10^{-5} \AA^{-3} до $2 \cdot 10^{-7} \text{ \AA}^{-3}$ при уменьшении x от 33 до 7% [22, 23], что согласуется с полученными значениями n для 3–4% Co^{4+} в нашей работе.

Таким образом, причиной обменного смещения в слоистом кобальтите GdBaCo₂O_{5+δ} является существование ФМ-кластеров в АФМ-матрице, вызванное избытком кислорода ($\delta > 0.5$) и, соответственно, существованием определенного количества (около 3–4%) ионов Co^{4+} в матрице с основной массой трехвалентных ионов кобальта. Предполагается, что фазовое расслоение и обменное смещение могут быть достигнуты за счет изменения стехиометрии и содержания кислорода и в других слоистых кобальтитах. В работе впервые определены основные параметры обменного смещения слоистых кобальтитов: температура блокировки, полевые и температурные зависимости поля обменного смещения, эффекты тренировки, оценены размеры ФМ-кластеров и их плотность. Полученные результаты свойственны классическим соединениям с обменной анизотропией в модели Майклджона и Бина [1, 2]. Обменное смещение может быть инструментом исследования фазового расслоения.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Спин», №01201463330) и проектов УрО РАН (№№15-9-2-4, 18-10-2-3).

ЛИТЕРАТУРА

1. W. H. Meiklejohn and C. P. Bean, Phys. Rev. **102**, 1413 (1956).

2. W. H. Meiklejohn and C. P. Bean, *Phys. Rev.* **105**, 904 (1957).
3. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, Москва (1971).
4. R. L. Stamps, *J. Phys. D* **33**, R247 (2000).
5. J. Nogués, J. Sort, V. Langlais et al., *Phys. Rep.* **422**, 65 (2005).
6. F. Radu and H. Zabel, *Springer Tracts Mod. Phys.* **227**, 97 (2008).
7. S. K. Giri and T. K. Nath, *J. Nanosci. Nanotechnol.* **14**, 1209 (2014).
8. Н. И. Солин, С. В. Наумов, С. В. Телегин и др., *Письма в ЖЭТФ* **104**, 44 (2016).
9. C. Martin, A. Maignan, D. Pelloquin et al., *Appl. Phys. Lett.* **71**, 1421 (1997).
10. J. Wu, J. W. Lynn, C. J. Glinka et al., *Phys. Rev. Lett.* **94**, 037201 (2005).
11. A. Maignan, C. Martin, D. Pelloquin et al., *J. Sol. St. Chem.* **142**, 247 (1999).
12. F. Fauth, E. Suard, V. Caignaert et al., *Phys. Rev. B* **66**, 184421 (2002).
13. H. Luetkens, M. Stingaciu, Yu. G. Pashkevich et al., *Phys. Rev. Lett.* **101**, 017601 (2008).
14. A. A. Taskin, A. N. Lavrov, and Yoichi Ando, *Phys. Rev. B* **71**, 134414 (2005).
15. С. В. Наумов, С. В. Телегин, Д. С. Цветков и др., *Изв. РАН, сер. физ.* **77**, 1513 (2013).
16. M. Respaud, C. Frontera, J. L. García-Muñoz et al., *Phys. Rev.* **64**, 214401 (2001).
17. P. Chaddah, Kranti Kumar, and A. Banerjee, *Phys. Rev. B* **77**, 100402(R) (2008).
18. Tapati Sarkar, V. Pralong, and B. Raveau, *Phys. Rev. B* **83**, 214428 (2011).
19. C. Frontera, J. L. García-Muñoz, A. Llobet et al., *Phys. Rev. B* **65**, 180405(R) (2002).
20. В. А. Дудников, Д. А. Великанов, Н. В. Казак и др., *ФТТ* **54**, 74 (2012).
21. S. Karmakar, S. Taran, E. Bose et al., *Phys. Rev. B* **71**, 144409 (2008).
22. V. Markovich, I. Fita, A. Wisniewski et al., *J. Appl. Phys.* **116**, 093903 (2014).
23. D. Niebieskikwiat and M. B. Salamon, *Phys. Rev. B* **72**, 174422 (2005).