Письма в ЖЭТФ, том 119, вып. 2, с. 111 – 117 © 2024 г. 25 января

Влияние концентрации кобальта на магнитные свойства нанокристаллов семейства $Co_{1-x}Mg_xFe_2O_4$

О. С. Иванова[+*], *И. С. Эдельман*[+*], *С. Г. Овчинников*[+*] *А. Тхакур*[×], *П. Тхакур*[×], *А. Л. Сухачёв*[+], *Ю. В. Князев*[+*], *Р. Д. Иванцов*[+], *М. С. Молокеев*[+*]

[+]*Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения РАН – обособленное подразделение Федерального исследовательского центра "Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук", 660036 Красноярск, Россия*

[*]*Сибирский федеральный университет, 660041 Красноярск, Россия*

[×]*Amity University Haryana, Gurugram, 122413 Haryana, India*

Поступила в редакцию 5 ноября 2023
После переработки 27 ноября 2023
Принята к публикации 27 ноября 2023

Синтезированы наночастицы $Co_{1-x}Mg_xFe_2O_4$ с x, равным 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8 и 1.0. При всех значениях x они являются нанокристаллами со структурой феррита кобальта и средним линейным размером (56±3) нм. На основе анализа спектров эффекта Мессбауэра установлено, что ионы Co^{2+} занимают только октаэдрические позиции при всех значениях x. Полученная экспериментально зависимость намагниченности наночастиц от x соответствует зависимости, рассчитанной с помощью эффекта Мессбауэра, кроме образца с $x = 1.0$. Эффективная константа кристаллической магнитной анизотропии, оцененная для 0 К из анализа температурных зависимостей коэрцитивной силы, уменьшается от 5.27×10^6 при $x = 0$ до 1.29×10^6 эрг/см^3, при $x = 0.8$ несколько быстрее, чем по линейному закону, и резко падает до 4×10^4 эрг/см^3 при $x = 1.0$.

DOI: 10.31857/S123456782402006X, EDN: rutnos

Ферриты со структурой шпинели относятся к классу материалов, широко востребованных в технике, и, в то же время, важных для развития физики магнетизма. Возможность замещать одни катионы другими в широком диапазоне концентраций и тем самым радикально изменять свойства феррита – одна из замечательных особенностей шпинельной структуры. Семейство замещенных ферритов с общей формулой $Co_{1-x}Mg_xFe_2O_4$ представляет собой яркий пример изменений свойств материала при изменении x. Крайние члены этого ряда $CoFe_2O_4$ ($x = 0$) и $MgFe_2O_4$ ($x = 1$) являются обращенными шпинелями, в которых двухвалентные катионы (Co^{2+} или Mg^{2+}) расположены в октаэдрических (B) позициях, а трехвалентные ионы Fe^{3+} распределены между тетраэдрическими (A) и B позициями. Спины ионов в A и B позициях упорядочены антиферромагнитно, и результирующий магнитный момент феррита определяется согласно модели Нееля [1] разностью суммарных моментов подрешеток. Кобальтовый феррит являет собой пример идеальной обращенной шпинели, магнитный момент которой обусловлен ионами Co^{2+} в октэдрической подрешетке. В то же время $MgFe_2O_4$ должен был бы иметь нулевой суммарный момент, поскольку магнитные ионы Fe^{3+} должны быть распределены поровну между A и B подрешетками. В качестве основных причин появления магнитного момента у $MgFe_2O_4$ рассматриваются отклонения в распределении ионов Fe^{3+} в пользу октаэдрических позиций [2, 3], а также отклонения ориентации спинов от антипараллельного [4], подобно гематиту. Первый относится к магнито-жесткому [5–7], а второй – к магнито-мягкому типам магнетиков [8–10].

Кобальтовый феррит отличается одной из самых больших величин магнитной анизотропии, первая константа анизотропии $\sim 10^6$ эрг/см^3 при комнатной температуре, тогда как для $MgFe_2O_4$ эта величина составляет $\sim 10^3$ эрг/см^3 [2]. Такое сильное различие магнитных характеристик вызывает все возрастающий интерес к синтезу и исследованию смешанных ферритов $Co_{1-x}Mg_xFe_2O_4$, особенно наноферритов [11–13]. Морфология и свойства наночастиц (НЧ) этого класса наноматериалов чрезвычайно сильно зависят от методов синтеза, что, с одной стороны,

[1)]e-mail: osi@iph.krasn.ru
[2)]A. Thakur, P. Thakur.

требует проведения новых исследований для различных технологий синтеза, а, с другой стороны, открывает возможности управления свойствами синтезированных НЧ.

Целью настоящей работы является изучение модификации магнитных свойств нанокристаллов $Co_{1-x}Mg_xFe_2O_4$ при изменении x от 0 до 1 и установление закономерностей, связывающих распределение ионов по кристаллическим позициям, температурные и концентрационные зависимости коэрцитивной силы со степенью замещения кобальта магнием.

НЧ $Co_{1-x}Mg_xFe_2O_4$ с $x = 0$, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8 и 1.0 (образцы 1-6, соответственно) были синтезированы методом самовозгорания с использованием нитратов гексагидратов магния ($Mg(NO_3)_2{\cdot}6H_2O$) и кобальта ($Co(NO_3)_2{\cdot}6H_2O$ и нитрата нонагидрата железа ($Fe(NO_3)_3{\cdot}9H_2O$), смешанных с дважды ионизированной водой в количествах, требуемых для получения указанных соотношений катионов. В раствор добавлялся цитратный прекурсор – лимонная кислота ($C_6H_8O_7$), действующая как катализатор, запускающий термическую реакцию. Молярное соотношение нитратов и лимонной кислоты было $1 \div 1$. Раствор выдерживался при $80 \pm 5\,^{\circ}$C до полного испарения воды и получения коричневого геля, после чего возникает реакция самовозгорания с выбросом красно-коричневого газа диоксида азота, в результате которой образуется слипшийся порошок черного цвета, который измельчали вручную с помощью пестика в агатовой ступке. Измельченный порошок нагревался до 700 °C в муфельной печи в течение 3 ч, а затем охлаждался естественным путем до комнатной температуры и снова размалывался. В англоязычной литературе этот метод часто называют цитратным методом.

Кристаллическая структура синтезированных НЧ определялась по данным порошковой дифракции при комнатной температуре с помощью порошкового дифрактометра Bruker D8 ADVANCE (Cu-K_α-излучение) и линейного детектора VANTEC. Размер шага 2Θ составлял 0.02°, время счета – 2 с на шаг. Все пики были проиндексированы кубической ячейкой (Fd-3m) с параметрами, близкими к $MgFe_2O_4$. Поэтому эта структура была принята в качестве стартовой модели для уточнения Ритвельда, которое было выполнено с использованием TOPAS 4.2 [14]. Места ионов Mg и Fe были заняты ионами Mg/Co/Fe и уточнено их соотношение. Уточнения были стабильными и давали низкие R-факторы.

Спектры эффекта Мессбауэра исследуемых образцов получены на спектрометре МС-1104Ем в геометрии пропускания с радиоактивным источником Co^{57}(Rh) при 300 K. Анализ спектров был выполнен в два этапа. На первом этапе определялись возможные неэквивалентные позиции железа в образцах с помощью расчета распределений вероятностей сверхтонких полей. В соответствии с полученными результатами формировался предварительный модельный спектр. На следующем этапе модельный спектр подгонялся к экспериментальному при варьировании всего набора сверхтонких параметров методом наименьших квадратов в линейном приближении. Зависимости намагниченности НЧ от внешнего магнитного поля были получены с помощью вибрационного магнитометра VSM 8604 (LakeShore Cryotronics Westerville, OH, USA) в магнитном поле до 15 кЭ и интервале температур от 300 до 80 K.

Рентгеновские дифрактограммы всех образцов однотипны. На рисунке 1a, приведена дифракто-

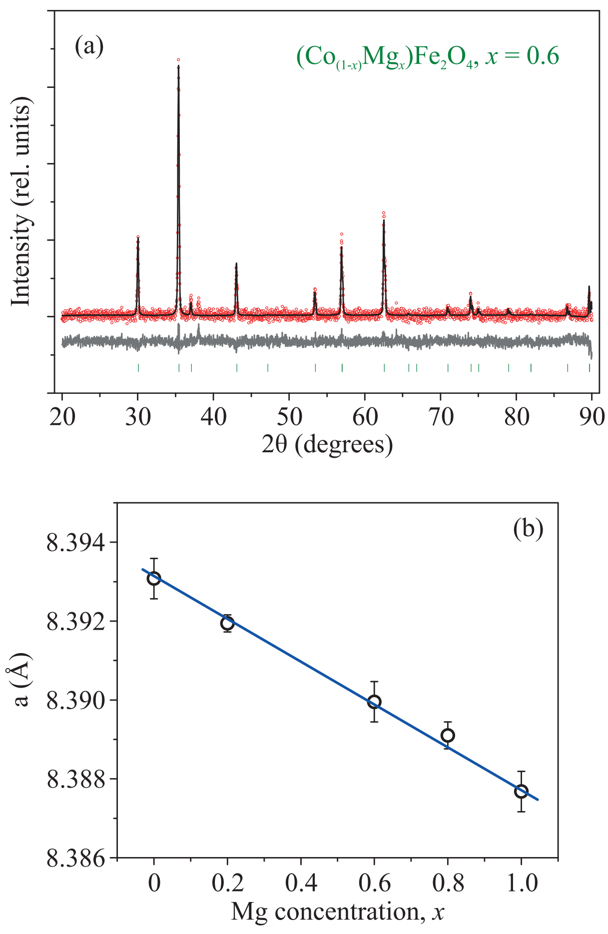

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Дифрактограмма образца 4 ($x = 0.6$), с результатом обработки по Ритвельду. (b) – Постоянная решетки a в зависимости от концентрации Mg

грамма для образца 4, которая свидетельствует о том, что НЧ являются нанокристаллами пространственной группы Fd-3m. Положения рефлексов соответствуют $CoFe_2O_4$ (JCPDS карта # 22-1086) и $MgFe_2O_4$ (JCPDS карта # 73-2410). Средний размер кристаллитов близок для всех составов и составляет (56 ± 3) нм. Во всех образцах есть очень слабые (примесные) пики, которые не описываются основной фазой. Постоянная решетки a изменяется от 8.3905 Å для феррита кобальта до 8.3866 Å для феррита магния. Зависимость величины a от концентрации Mg (рис. 1b) удовлетворяет правилу Вегарда, что подтверждает замещение кобальта магнием в решетке феррита и подтверждает близость химических составов к реальным. Неконтролируемые примеси, которые дают слабые рефлексы не влияют на магнитные свойства образцов, как будет показано ниже.

Спектры эффекта Мессбауэра, записанные при $T = 300$ K для всех образцов, приведены на рис. 2. Химический сдвиг (IS) характеризует вид локального окружения (тетраэдрическое или октаэдрическое), а также зарядовое состояние железа. В тетраэдрическом окружении величина IS меньше, чем в октаэдрическом при одинаковом зарядовом состоянии из-за большей электронной плотности на ядрах железа. Это отличие позволяет по мессбауэровским спектрам различить состояния железа в тетра- и октаэдрических узлах кристаллической решетки шпинели. Спектры, характерные для магнитоупорядоченного состояния, аппроксимированы тремя секстетами. Относительная интенсивность парциальных секстетов опредлялась с точностью 4 %. Два интенсивных секстета имеют параметры, характерные для ионов Fe^{3+} в A и B позициях в шпинельной структуре, третий секстет малой интенсивности характерен для гематита, где ионы Fe^{3+} занимают только октаэдрические позиции. Больше всего таких ионов в образцах с $x = 0$ (~ 15 %) с последующим постепенным уменьшением до ~ 5 % в образце с $x=1$. При замещении кобальта магнием происходит перераспределение железа между окта- и тетраэдрическими позициями. Катионы кобальта полностью занимают октаэдрические позиции, в то время как магний может находиться и в тетраэдрических узлах [15]. На основании полученных результатов, учитывая разницу вероятности эффекта Мессбауэра для двух позиций железа в решетке шпинели [16], можно записать кристаллохимические формулы образцов (круглые скобки соответствуют октаэдрическим A позициям, квадратные – тетраэдрическим B позициям):

$x = 0.0$ $(Fe_{1.0})[Fe_{1.0}Co_{1.0}]O_4$

$x = 0.2$ $(Fe_{1.0})[Fe_{1.0}Mg_{0.2}Co_{0.8}]O_4$

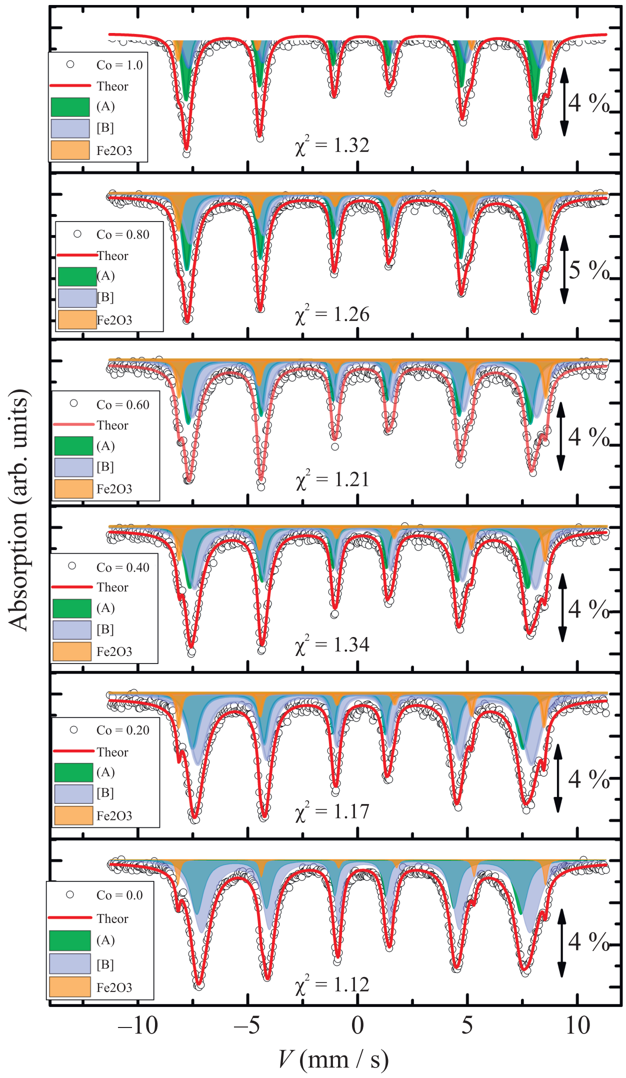

Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры эффекта Мессбауэра образцов 1–6, записанные при $T = 300$ K. Секстеты, окрашенные зеленым, относятся с Fe^{3+} в тетраэдрах, голубым – в октаэдрах в шпинели, розовым – в октаэдрах в гематите. Точки – эксперимент, сплошная красная линия – модельная огибающая. Для каждого образца указан параметр χ^2, величина эффекта показана стрелкой справа

$x = 0.4$ $(Fe_{0.96}Mg_{0.04})[Fe_{1.04}Mg_{0.36}Co_{0.6}]O_4$

$x = 0.6$ $(Fe_{0.94}Mg_{0.06})[Fe_{1.06}Mg_{0.54}Co_{0.4}]O_4$

$x = 0.8$ $(Fe_{0.93}Mg_{0.07})[Fe_{1.07}Mg_{0.73}Co_{0.2}]O_4$

$x = 1.0$ $(Fe_{0.95}Mg_{0.05})[Fe_{1.05}Mg_{0.95}]O_4$.

Сравнивая полученные распределения ионов по кристаллическим позициям, следует отметить, что в большинстве работ, посвященных ферритам кобальта как стехиометрического состава, так и замещенного, наблюдалось заселение ионами Co^{2+} обоих типов позиций. Например, в НЧ $Co_{1-x}Mg_xFe_2O_4$, синтезированных золь-гель методом, часть ионов Co была локализована в тетраэдрах при всех использованных значениях x [11]. В [17] показано, что ионы Co частично располагаются в тетраэдрических позициях в НЧ $CoFe_2O_4$, синтезированных при температурах спекания ниже 600 °C, и, практически, только в октаэдрических позициях при более высоких температурах спекания. Распределение катионов по кристаллическим позициям, показанное в вышеприведенных формулах, наиболее близко к данным работы [18], где показано, что при синтезе НЧ $CoFe_2O_4$ цитратным методом с низкой температурой отжига ионы Co^{2+} занимают оба типа позиций, и по мере возрастания температуры отжига происходит их перераспределение в пользу октаэдрических позиций. В то же время при синтезе по методу соосаждения около 25 % ионов Co^{2+} занимают тетраэдрические позиции при любой температуре отжига. В использованной в настоящей работе цитратной технологии, синтез проводился при 700 °C в течение 3 ч, что могло способствовать локализации всех ионов Co в октаэдрических позициях. В образцах с $x = 0.4$–1.0, ионы Fe^{3+} распределены между A и B позициями почти поровну с незначительным превышением количества этих ионов в B позициях (~ 0.1), что также соответствует данным [18]. Таким образом, цитратная технология с использованием высоких температур обеспечивает формирование полностью обращенной шпинели $Co_{1-x}Mg_xFe_2O_4$ при любых концентрациях Co и Mg.

Петли гистерезиса, записанные при 300 K для всех образцов, показаны на рис. 3a. Видно, что характерные параметры петель – намагниченность насыщения M_s, которая определялась, как намагниченность, измеренная в максимальном поле 15 кЭ, остаточная намагниченность, M_r, и коэрцитивная сила H_c (вставка на рис. 3a) сильно уменьшаются по мере замещения ионов Co ионами Mg, то есть, наблюдается переход от магнито-жесткого к магнито-мягкому материалу. В интервале изменения x от 0.0 до 0.8 экспериментальная зависимость M_s от концентрации Mg (кривая *1* рис. 3b) совпадает с ходом зависимости, рассчитанной в соответствии с данными эффекта Мессбауэра по распределению ионов в подрешетках (кривая *2* рис. 3b). Для НЧ с $x = 0$ намагниченность в поле 15 кЭ составляет 75 Гс $\times$ см^3/г, что соответствует данным большинства авторов исследовавших феррит кобальта как в массивном (80 Гс $\times$ см^3/г при 300 K [2], так и в наноразхмерном (77.6 Гс $\times$ см^3/г [11], 72.6 Гс $\times$ см^3/г [12]) состояниях. В случае $x = 1$ экспериментально измеренная намагниченность (26.4 Гс $\times$ см^3/г) вдвое превышает намагниченность (12.3 Гс $\times$ см^3/г, пересчитанную из магнитного момента формульной единицы $0.35\mu_B$), оцененную, исходя из распределения магнитных ионов по подрешеткам. Однако, она близка к намагниченности массивных образцов феррита магния [2]. Возможно, в случае этого феррита намагниченность обусловлена не только и не столько разностью количества магнитных ионов в противоположно намагниченных подрешетках, как это обсуждалось во введении.

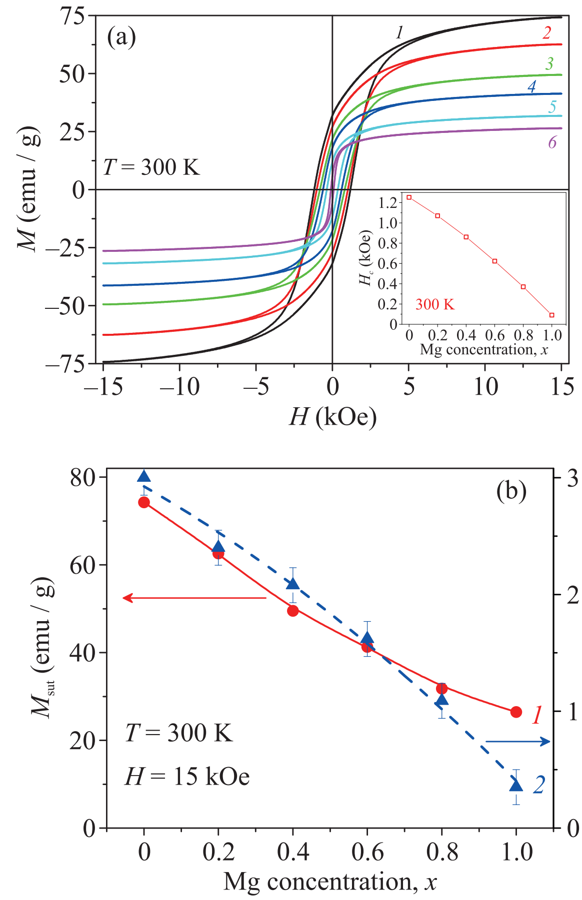

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Петли гистерезиса для образцов 1–6 ($x = 0.0$–1.0, соответственно), на вставке зависимость $H_c(x)$; (b) – концентрационные зависимости M_s образцов 1-6 в магнитном поле 15 кЭ при T = 300 K (кривая *1*) и магнитный момент на формульную единицу, рассчитанный в соответствии с распределением ионов по позициям по данным эффекта Мессбауэра (кривая *2*)

При понижении температуры M_s, коэрцитивная сила H_c и степень прямоугольности петель гистерезиса всех образцов, кроме образца с $x = 1.0$, возрастают в несколько раз, особенно сильно увеличивается H_c (рис. 4, 5a). При этом характер изменения H_c одинаков для 1–5 образцов. В образце с $x = 1.0$ увеличение параметров петли незначительно и H_c линей-

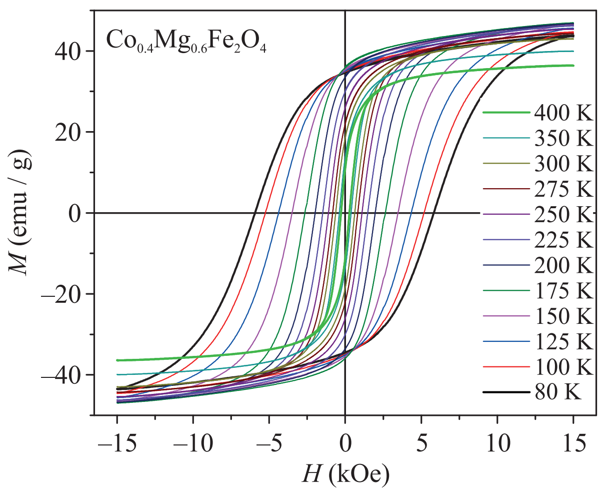

Рис. 4. (Цветной онлайн) Петли гистерезиса при различных температурах для образца 4 ($x = 0.6$)

но по температуре (вставка на рис. 5a). Сильное возрастание H_c приводит к тому, что в использованных полях при понижении температуры остаются только частные циклы (на рис. 4 для образца с $x = 0.6$), и в образцах 1–4 магнитное насыщение при понижении температуры не достигается. Это обусловливает кажущееся уменьшение намагниченности при понижении температуры (рис. 5b, кривая *2*). Таким образом, экспериментальное определение M_s при низких температурах становится невозможным для образцов 1–4. Оценки величины M_s при 0 K (M_{s0}) получены с помощью закона Блоха, аналогично [19]

$$M_s = M_{s0}(1 - BT^{3/2}), \qquad (1)$$

где B – параметр материала. Из рисунка 5b видно, что для образца 6 ($MgFe_2O_4$) зависимость M_s от температуры описывается законом Блоха во всем использованном интервале температур (кривая *1*). Значение M_{s0} было получено экстраполяцией этой зависимости к 0 K. Подобная процедура была проведена для остальных образцов с использованием того участка экспериментальной кривой $M_s(T)$, который удовлетворяет закону Блоха, как это показано кривой *2* на рис. 5b. Значения M_{s0}, определенные таким способом приведены в табл. 1, откуда видно, что для образцов 1 и 6 эти значения близки к данным для массивных образцов кобальтового (90 Гс × см^3/г) и магниевого (31 Гс × см^3/г) ферритов (табл. 12, с. 206 в [2]).

Коэрцитивная сила НЧ ферритов шпинелей зависит от многих факторов, таких как магнитокристаллическая анизотропия, размеры частиц, условия синтеза и т.д. Поскольку все образцы были синтезированы при одинаковых условиях, а средние

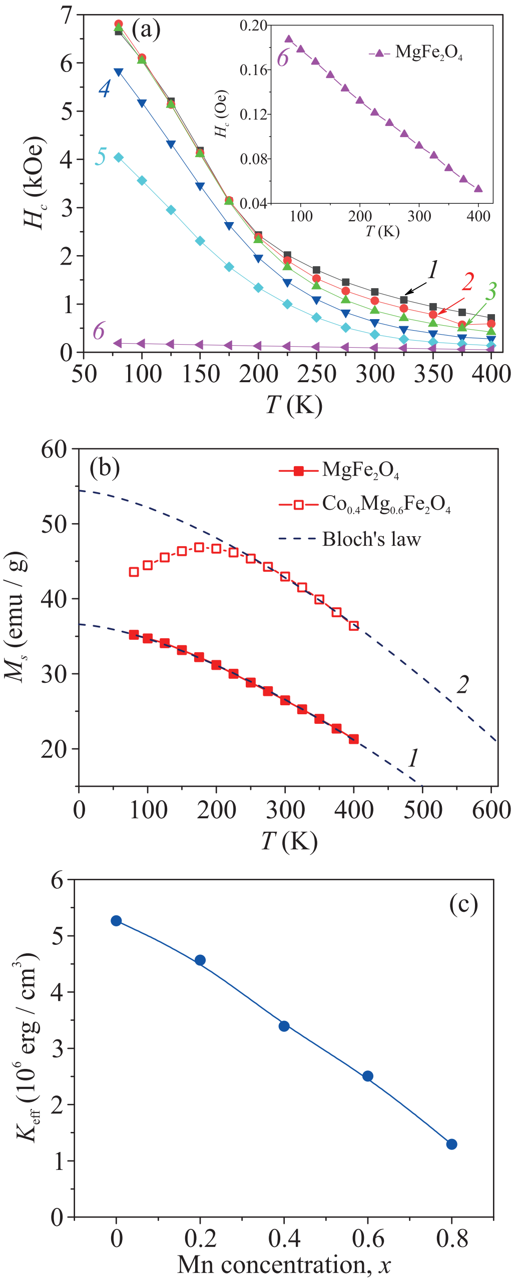

Рис. 5. (Цветной онлайн) (a) – Температурные зависимости H_c для всех образцов, на вставке: $H_c(T)$ для образца 6 в увеличенном масштабе по оси ординат; (b) – зависимости $M_s(T)$ для образцов $MgFe_2O_4$ и $Co_{0.4}Mg_{0.6}Fe_2O_4$ (кривые *1*, *2*, соответственно), точки – эксперимент, штриховые линии закон Блоха; (c) – константа анизотропии при 0 K в зависимости от концентрации Mg

размеры кристаллитов по данным рентгеновской дифракции одинаковы, на первый план выходит магнито- кристаллическая анизотропия, которая была рассчитана в рамках подхода, использованного

Таблица 1. Значения M_s и M_r/M_s при $T = 300$ К в поле $H = 15$ кЭ, M_{s0}, H_k и K_{eff}, при $T = 0$ К, и K^*_{eff} при 300 К

x	0	0.2	0.4	0.6	0.8	1
M_s (Гс $\times$ см^3/г)	74.4	62.6	49.5	41.3	31.8	26.4
M_r/M_s	0.43	0.43	0.43	0.43	0.37	0.21
M_{s0}(Гс $\times$ см^3/г)	88.5	78.6	61.4	54.42	41.4	36.6
H_k (кЭ)	11.5	11.45	11.2	9.57	6.67	0.2
K_{eff} (эрг/см^3)	5.27×10^6	4.57×10^6	3.40×10^6	2.51×10^6	1.29×10^6	4×10^4
K^*_{eff} (эрг/см^3)	1.79×10^6	1.5×10^6	1.14×10^6	0.87×10^6		

в [20] для ансамбля НЧ при температурах, меньших температуры блокировки T_B, поскольку для всех исследованных образцов полевые зависимости намагниченности демонстрируют гистерезис во всем интервале использованных температур. Согласно модели Стонера–Вольфарта для невзаимодействующих однодоменных частиц [21], коэрцитивная сила при 0 К связана с полем магнитной анизотропии H_k простым соотношением $H_c = 0.48H_k$, а $H_k = 2K_{\text{eff}}/M_s$, где K_{eff} – эффективная константа анизотропии. H_k и ее температурную зависимость можно определить на основании измеренной H_c с помощью формулы [22]

$$H_c = 0.48H_k \left[1 - \left(\frac{k_B T}{K_{\text{eff}} V_c} \ln\left(\frac{\tau_m}{\tau_0}\right)\right)^{3/4}\right], \quad (2)$$

где k_B – постоянная Больцмана, V_c – объем магнитной частицы, τ_m – время измерения (весьма неопределенная величина, на много порядков превосходящая τ_0 в магнитостатическом эксперименте), τ_0 – время магнитной релаксации порядка 10^{-9} с. При ожидаемой слабой зависимости K_{eff} от температуры в области низких температур H_c будет, практически, линейно по $T^{3/4}$, и экстраполяция этой зависимости к 0 К даст значение H_k, и затем K_{eff}.

Рассчитанные таким образом значения константы эффективной анизотропии K_{eff} при 0 К приведены на рис. 5c для всех значений x. Для образцов 1–5 K_{eff} монотонно уменьшалось от 5.27×10^6 до 1.29×10^6 эрг/см^3, несколько быстрее, чем по линейному закону, но даже для наименьшей использованной концентрации кобальта $(1 - x = 0.2)$ оставалось очень большим, практически, на 2 порядка величины превышая K_{eff} – 4×10^4 эрг/см^3 образца 6, не содержащего кобальта. Представленные в табл. 1 значения K_{eff} больше, чем получено в [11] для НЧ $CoFe_2O_4$ и $Co_{1-x}Mg_xFe_2O_4$, синтезированных по соль-гель технологии (4.3 и 3.07×10^6 эрг/см^3 для $x = 0.0$ и 0.3, соответственно).

Рассчитать константу анизотропии при 300 К, можно, используя закон приближения к насыщению [20, 23, 24]

$$M(H) = M_s\left(1 - \frac{4}{15}\left(\frac{K_{\text{eff}}}{M_s H}\right)^2\right) + \chi H. \quad (3)$$

Первый член в правой части этого выражения связан с анизотропией частиц в соответствии с законом Акулова–Киренского [25], а второй может быть обусловлен как парапроцессом в самих частицах, так и возможным суперпарамагнитным состоянием некоторого количества частиц. Относительные вклады этих двух членов в намагниченность (3) определяют возможность адекватной оценки константы анизотропии по кривой $M(H)$ в высоких полях. В соответствии с моделью Стонера–Вольфарта [21] в системе невзаимодействующих частиц с положительной кубической анизотропией отношение $M_r/M_s = 0.83$. Как видно в табл. 1, M_r/M_s не достигает этой величины ни при одном значении x и заметно уменьшается по мере его увеличения. Поэтому оценка константы эффективной анизотропии проведена только для образцов с $x \geq 0.6$ (табл. 1). Что касается температурной зависимости K_{eff}, то ее получение затруднено быстрым возрастанием коэрцитивной силы при понижении температуры (см. рис. 4), переходом от полной петли гистерезиса к частным циклам и исчезновением участка приближения намагниченности к насыщению в использованных магнитных полях. В работе [26] исследованы температуры блокировки намагниченности и спектры эффекта Мессбауэра при разных температурах для НЧ $CoFe_2O_4$ со средним размером 7.5 нм, синтезированных методом соосаждения. На основании этих измерений получены температурные зависимости K_{eff}. Температурные зависимости H_c, показанные на рис. 5a, идентичные для всех образцов, содержащих кобальт, близки к температурным зависимостям K_{eff} из [26], что позволяет утверждать о соответствии H_c температурным зависимостям K_{eff} для НЧ $Co_{1-x}Mg_xFe_2O_4$, кроме образца с $x = 1$. Таким образом, магнитные свойства синтезированных НЧ определяются ионами Co^{2+} до самой низкой использованной их концентрации $(1 - x = 0.2)$. В заключение отметим основные результаты работы: использованный метод синтеза позволил получить систему НЧ $Co_{1-x}Mg_xFe_2O_4$, в которых ионы Co^{2+} занимают только октаэдрические позиции; получены температурные зависимости магнитных параметров M_s, M_r, H_c для всех исследованных составов; показано, что температурные зависимости H_c идентичны для всех составов, кроме состава с $x = 1$, и величина H_c пропорциональна концентрации ионов кобальта; определена концентрационная зависимость константы эффективной анизотропии.

Авторы благодарят Центр коллективного пользования Красноярского научного центра СО РАН за помощь в проведении магнитных измерений. Авторы также признательны д.ф.-м.н Комогорцеву С.В. за полезные дискуссии.

Финансирование работы. Исследование выполнено за счет средств гранта Российского научного фонда # 23-22-10025, https://rscf.ru/project/23-22-10025/, Красноярского краевого фонда науки.

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

1. L. Neel, C. R. Acad. Sci. **230**, 375 (1950).
2. Я. Смит, Х. Вейн, *Ферриты. Физические свойства и практические применения*, ИЛ, М. (1962) [J. Smit and H. P. Wijn, *Ferrites. Physical properties of ferrimagnetic oxides in relation to their technical applications*, Philips' Techn. Libr., Eindhoven (1959).
3. M. I. M. Omer, A. A. Elbadawi, and O. A. Yassin, J. Appl. Ind. Sci. **1**, 20 (2013).
4. L. M. Corliss and J. M. Hastings, Phys. Rev. **90**, 1013 (1953).
5. D. H. Manh, T. D. Thanh, T. L. Phan, and D. S. Yang, RSC Adv. **13**, 8163 (2023).
6. N. Hosni, K. Zehani, T.Bartoli, L. Bessais, and H. Maghraoui-Meherzi, J. All. Com. **694**, 1295 (2017).
7. С. В. Дьяченко, К. Д. Мартинсон, И. А. Черепкова, А. И. Жерновой, Журнал прикладной химии **89**, 417 (2016) [S. V. Dyachenko, M. A. Vaseshenkova, K. D. Martinson, I. A. Cherepkova, and A. I. Zhernovoi, Russian Journal of Applied Chemistry **89**, 690 (2016)].
8. S. Maensiri, M. Sangmanee, and A. Wiengmoon, Nanoscale Res. Lett. **4**, 221 (2009).
9. S. I. Hussein, A. S. Elkady, M. M. Rashad, A. G. Mostafa, and R. M. Megahid, J. Magn. Magn. Mater. **379**, 9 (2015).
10. А. И. Жерновой, А. А. Комлев, С. В. Дьяченко, Журнал технической физики **86**, 146 (2016) [A. I. Zhernovoi, A. A. Komlev, and S. V. Dyachenko, Technical Physics. **61** 302 (2016)].
11. S. Sarmah, K. P. Patra, P. K. Maji, S. Ravi, and T. Bora, Ceram. Inter. **49**, 1444 (2023).
12. Q. Lin, Y. He, J. Lin, F. Yang, L. Wang, and J. Dong, J. Magn. Magn. Mater. **469**, 89 (2019).
13. A. G. Abraham, A. Manikandan, E. Manikandan, S. Vadivel, S. K. Jaganathan, A. Baykal, and P. S. Renganathan, J. Magn. Magn. Mater. **452**, 380 (2018).
14. Bruker AXS TOPAS V4: General profile and structure analysis software for powder diffraction data. – User's Manual. Bruker AXS, Karlsruhe, Germany (2008).
15. С. Крупичка, *Физика ферритов и родственных им магнитных окислов*, Мир, М. (1976), 345 с.
16. G. A. Sawatzky, F. van Der Woude, and A. H. Morrish, Phys. Rev. **187**(2) (1969).
17. M. Al-Maashani, A. M. Gismelseed, K. A. M. Khalaf, A. A. Yousif, A. D. Al-Rawas, H. M. Widatallah, and M. E. Elzain, Hyperfine Interact. **239**, 15 (2018).
18. L. Kumar, P. Kumar, A. Narayan, and M. Kar, International Nano Lett. **3**, 8 (2013).
19. S. V. Stolyar, R. N. Yaroslavtsev, A. V. Tyumentseva, S. V. Komogortsev, E. S. Tyutrina, A. T. Saitova, Y. V. Gerasimova, D. A. Velikanov, M. V. Rautskii, and R. S. Iskhakov, J. Phys. Chem. C **126**(17), 7510 (2022).
20. T. Kahmann, E. L. Röscha, K. Enpukub, T. Yoshidab, and F. Ludwiga, J. Magn. Magn. Mater. **519**, 167402 (2021)
21. E. C. Stoner and E. P. Wohlfarth, Phil. Trans. Royal Soc. A: Math., Phys., Eng. Sci. **240**, 599 (1948).
22. J. García-Otero, A. J. García-Bastida, and J. Rivas, J. Magn. Magn. Mater. **189**, 377 (1998).
23. С. В. Комогорцев, Т. Н. Патрушева, Д. А. Балаев, Е. А. Денисова, И. В. Пономаренко, Письма в ЖТФ **35**, 19, 6 (2009) [S. V. Komogortsev, T. N. Patrusheva, D. A. Balaev, E. A. Denisova, and I. V. Ponomarenko, Tech. Phys. Lett. **35**, 882 (2009)].
24. С. В. Комогорцев, С. В. Семенов, С. Н. Варнаков, Д. А. Балаев, ФТТ **64**, 22 (2022) [S. V. Komogortsev, S. V. Semenov, S. N. Varnakov, and D. A. Balaev, Phys. Solid State. **64**, 23 (2022)].
25. Н. С. Акулов, Л. В. Киренский, ЖТФ **9**(13), 1145 (1939) [N. S. Aculov and L. V. Kirensky, Technical Physics. **9**(13), 1145 (1939)].
26. S. Yoon, Hyperfine Interact **231**, 21 (2015).