

05,12

Естественный ферромагнитный резонанс в нанопорошках γ -Fe₂O₃ и CoFe₂O₄

© С.В. Столяр^{1,2,3}, И.Г. Важенина^{1,3}, А.О. Шохрина^{1,2}, Е.Д. Николаева¹, Н.М. Боев³, О.А. Ли^{1,2}, Р.С. Исхаков³, А.М. Воротинов³, Д.А. Великанов³, М.Н. Волочаев³, А.Д. Васильев³

¹ Федеральный исследовательский центр „Красноярский научный центр СО РАН“, Красноярск, Россия

² Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

³ Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН — обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия

E-mail: stol@iph.krasn.ru

Поступила в Редакцию 6 марта 2025г.

В окончательной редакции 6 марта 2025г.

Принята к публикации 5 мая 2025 г.

Методом химического осаждения изготовлены нанопорошки γ -Fe₂O₃, CoFe₂O₄. Измерены кривые намагничивания, кривые ферромагнитного резонанса, зависимости температуры нагрева порошков от времени при поглощении энергии СВЧ-поля при частоте 8.9 GHz при разных значениях напряженности магнитного поля. Обнаружено, что наибольший нагрев порошков феррита кобальта достигается в отсутствие приложенного постоянного магнитного поля — при естественном ферромагнитном резонансе. Определены частоты естественного ферромагнитного резонанса изготовленных порошков. Нагрев магнитных наночастиц в поле их магнитной анизотропии (естественный ферромагнитный резонанс) может найти приложение в задачах биомедицины.

Ключевые слова: магнитные наночастицы, ферромагнитный резонанс, естественный ферромагнитный резонанс.

DOI: 10.61011/FTT.2025.06.60961.17НН-25

1. Введение

Магнитные наночастицы благодаря своим уникальным свойствам находят применение во многих областях, включая биомедицину. Перспективными биомедицинскими приложениями магнитных частиц является магнитная сепарация, магнитная гипертермия, адресная доставка лекарственных агентов, магнитная резонансная томография [1,2]. Возможность преобразовывать поглощенную энергию переменного магнитного поля в тепло позволяет использовать наноматериалы на основе магнитных наночастиц в качестве тепловых агентов для осуществления контролируемого локального нагрева при терапии опухолевых заболеваний [3,4].

В работах [5,6] авторы предлагают новый способ осуществления нагрева для биомедицинских применений в основе которого лежит явление ферромагнитного резонанса.

Ферромагнитный резонанс (ФМР) — интенсивное поглощение энергии СВЧ-поля — реализуется при равенстве частоты приложенного динамического поля с частотой прецессии вектора намагниченности наночастиц порошка вокруг направления эффективного магнитного поля \vec{H}_{eff} , созданного внутри образца. Макроскопическое описание ФМР дается уравнением Ландау–Лифшица–Гильберта [7]:

$$\dot{\vec{M}} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \gamma \frac{\alpha}{M} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{eff}), \quad (1)$$

где \vec{M} — мгновенное значение вектора намагниченности в эффективном (внутреннем) магнитном поле, γ — гиромагнитное отношение, α — параметр затухания. Поле \vec{H}_{eff} , которое выражается через плотность магнитной энергии согласно $\vec{H}_{eff} = -\partial U / \partial \vec{M}$, в простейшем случае складывается из внешнего поля \vec{H} , поля внутренней анизотропии \vec{H}_K ферромагнетика и размагничивающего поля образца.

Резонансное поглощение энергии возникает в ситуации, когда на намагниченность \vec{M} — ферромагнетика, кроме постоянного поля \vec{H}_{eff} , действует перпендикулярное ему СВЧ-поле \vec{h} — с частотой ω и амплитудой h_0 , это и вызывает нагрев исследуемого образца [8,9].

Одной из разновидностей ФМР является так называемый естественный резонанс. Он возникает в отсутствие внешнего поля, и характерен для порошков, частицы которых имеют большое поле внутренней магнитной анизотропии. В этом случае резонансная частота составляет $\omega_0 = \gamma H_K$, а время затухания прецессии намагниченности \vec{M} — определяется выражением

$$\tau_0 = (\alpha \omega_0)^{-1} = M / 2\alpha \gamma K, \quad (2)$$

где K — плотность энергии магнитной анизотропии, $K = M H_K / 2$.

С практической точки зрения при решении прикладных задач биомедицины локальный нагрев с помощью явления естественного ферромагнитного резонанса является наиболее предпочтительным, поскольку для его реализации необходимо только переменное электромагнитное поле СВЧ диапазона (т.е. не требуется создания постоянных магнитных полей). Само СВЧ поле обладает нагревающим эффектом на биологические ткани, причем глубина проникновения волн в ткани зависит от частоты f используемого излучения. Для $f = 10$ GHz глубина проникновения в костный мозг составляет 3.4 mm, в головной мозг 1.6 mm, в жировую ткань 11 mm, в коже 1.9 mm [10]. Малая глубина проникновения СВЧ излучения является большим преимуществом, поскольку воздействие оказывается локальным и отпадает проблема „предела Брезовича“ [11]. Для подвода электромагнитной энергии вглубь ткани можно использовать излучатели в виде „СВЧ-шприца“ [12].

В однодоменных частицах ферромагнетика на движение магнитного момента $\vec{m} = \vec{M}V$, где V — объем частицы, заметное влияние оказывает термофлуктуационный (суперпарамагнитный) эффект. Он становится заметным в той области размеров, где энергия магнитной анизотропии KV соизмерима с тепловой энергией $k_B T$. В этом случае магнитный момент приобретает возможность преодолевать потенциальный барьер KV за счет флуктуаций и, тем самым, вовлекается в процесс ориентационной диффузии, который характеризуется временем релаксации

$$\tau_D = MV / (2\alpha\gamma k_B T). \quad (3)$$

Эта величина является пределом, к которому стремится неелевское (экспоненциальное) время при уменьшении высоты потенциального барьера до нуля, см., например, [13]. В малых частицах мнимая часть динамической восприимчивости χ'' будет определяться соотношением величин τ_D и τ_0 , между которыми имеется простая связь [14]:

$$\tau_D = \sigma \tau_0, \quad \sigma = KV / k_B T. \quad (4)$$

При $\tau_D > \tau_0$, $\sigma > 1$ линия поглощения СВЧ-поля является резонансной. При $\tau_D < \tau_0$, $\sigma < 1$ линия поглощения становится релаксационной. Поскольку поглощаемая мощность P пропорциональна мнимой части магнитной восприимчивости $P \sim \chi''$, то важнейшим вопросом для решения прикладных задач магнитной гипертермии является экспериментальное определение характера динамической восприимчивости.

В настоящей работе на примере порошков феррита кобальта CoFe_2O_4 и порошков магнетита $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ продемонстрирована возможность реализации в этих объектах условия естественного ферромагнитного резонанса и, тем самым, обеспечить разогрев частиц.

2. Методика эксперимента

Порошки $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$, как и порошки CoFe_2O_4 , получали методом химического соосаждения. Суть метода состоит в осаждении двух- и трехвалентного железа в пропорции 2 к 1 при добавлении щелочи. Для получения феррита кобальта 0.2 mole $\text{CoSO}_4 \times 7\text{H}_2\text{O}$ соответственно и 0.4 mole $\text{FeCl}_3 \times 6\text{H}_2\text{O}$ растворяли в 100 ml dH_2O , затем добавляли по каплям NH_4OH до $\text{pH} = 11$ и нагревали при постоянном перемешивании до 80°C в течение 30 min. Затем полученный осадок промывали. Отжиг синтезированных порошков CoFe_2O_4 при 700°C проводили в течение 5 h с целью увеличения размеров частиц. Отжиг осуществлялся в муфельной печи (ТИП СНОЛ-16251/11-ИЗ.) на воздухе. После отжига печь выключалась. Порошок остывал вместе с печью. В процессе отжига идут естественные процессы спекания и рекристаллизации в результате чего увеличивается размер частиц. Полученный материал растирали в ступке. Рентгенофазовый анализ проводили на приборах DX-2700BH, HAOYUAN, ДРОН-4 $\lambda = 0.154$ nm. Размеры изготовленных порошков исследовали с помощью просвечивающего электронного микроскопа Hitachi HT7700 (ускоряющее напряжение 100 kV). Измерения статических магнитных свойств порошков проводились при комнатной температуре на вибрационном магнитометре LakeShore VSM 8604. Кривые ФМП при разных температурах получены на ЭПР спектрометре Bruker ($f = 9.4$ GHz). Нагрев частиц в условиях накачки СВЧ полем при комнатной температуре проводился на ЭПР спектрометре SE/X-2544 (Radiopan) ($f = 8.9$ GHz). Измерение температуры образца производилось с помощью термодара Т-типа с медным и константановым электродами. Масса порошка составляла около 10 mg. В пустом резонаторе при накачке СВЧ полем и развертке подмагничивающего поля от 0 до 5 kOe термодара не фиксировала изменения температуры. Измерения мнимой части μ'' магнитной проницаемости изготовленного порошка проводили на широкополосном спектрометре ферромагнитного резонанса при температуре 300 K в диапазоне частот от 100 MHz до 10 GHz [15].

3. Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведены рентгенограммы и идентификация отражений свежеприготовленного порошка CoFe_2O_4 , отожженного порошка CoFe_2O_4 , порошка $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$. Оценка области когерентного рассеяния (ОКР) по формуле Шеррера дала следующие результаты: для свежеприготовленного порошка CoFe_2O_4 — 3 nm, после термообработки — 17 nm, для порошка $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ — 8 nm. ПЭМ изображения позволили оценить распределение частиц по размерам и средний размер частиц d . Распределение по размерам свежеприготовленных порошков CoFe_2O_4 характеризуется двумя модами при $d_1 \approx 4$ nm и $d_2 \approx 11$ nm, отжиг этого порошка приводит к увели-

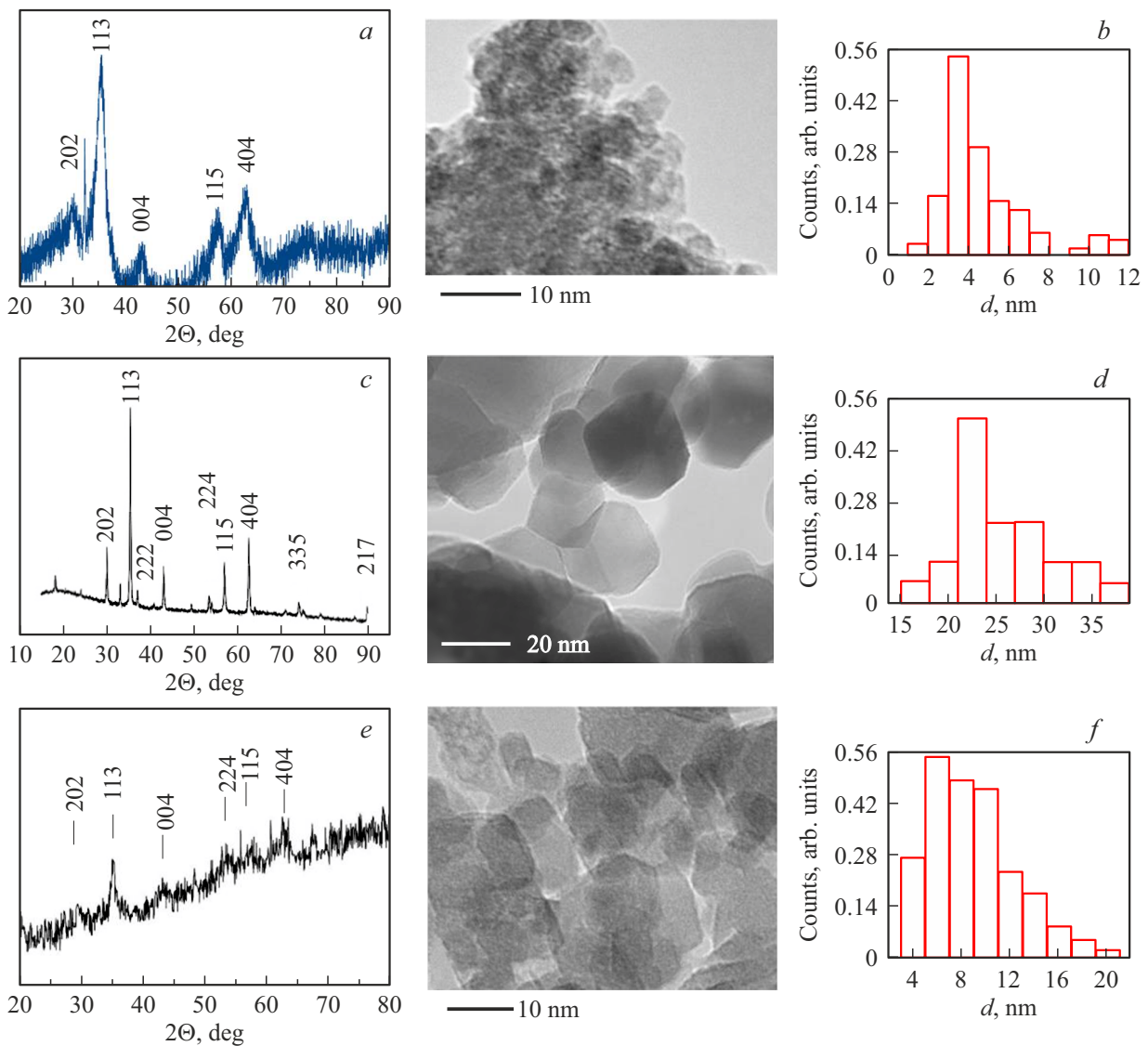


Рис. 1. Результаты структурных исследований порошков. Рентгенограмма и ПЭМ изображения свежеприготовленного порошка CoFe_2O_4 (a и b), порошка CoFe_2O_4 после термообработки (c и d), порошка $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ (e и g) и их распределение по размеру (ПЭМ) соответственно.

чению размеров до $d_3 \approx 23$ nm. Средний размер частиц порошка $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ $d_4 \approx 8$ nm. Отличить дифракционными методами маггемит $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ от магнетита Fe_3O_4 практически невозможно в силу близости параметров их кристаллических решеток. В работе [16] показано, что частицы оксида железа размером более 60 nm имеют кристаллическую структуру и проявляют физические свойства объемного магнетита. Наночастицы оксида железа меньшего диаметра представляют собой нестехиометрическое соединение смеси магнетит–маггемит с кристаллохимической формулой $\text{Fe}^{3+}[\text{Fe}_{1-3n}^{2+}\text{Fe}_{1+2n}^{3+}\phi_n]\text{O}_4$, где ϕ — обозначение вакансий, n — формульный коэффициент. При размере частиц менее 10 nm преобладает фаза маггемита. В нашем случае средний размер частиц не превышает 10 nm, следовательно, должна преобладать фаза $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$. На данных порошках также были

измерены мессбауэровские спектры, согласно которым ионы Fe находятся исключительно в состоянии Fe^{3+} , указывая на наличие фазы $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$.

Кривые перемагничивания $M(H)$, записанные при комнатной температуре для изготовленных порошков, представлены на рис. 2. $M(H)$ свежеприготовленного порошка CoFe_2O_4 (рис. 2, a) является типичной для суперпарамагнетика и представляет собой ланжевеновскую зависимость с небольшой „ферромагнитной“ добавкой. Отметим, что в использованном диапазоне магнитных полей (вплоть до 18 kOe) для свежеприготовленного порошка CoFe_2O_4 насыщение не наступает. Результаты статических магнитных измерений (намагниченность M , коэрцитивное поле H_C) приведены в табл. 1. Величина намагниченности M определялась при $H = 18$ kOe. Анализ данных $M(H)$ термически обработанного порошка

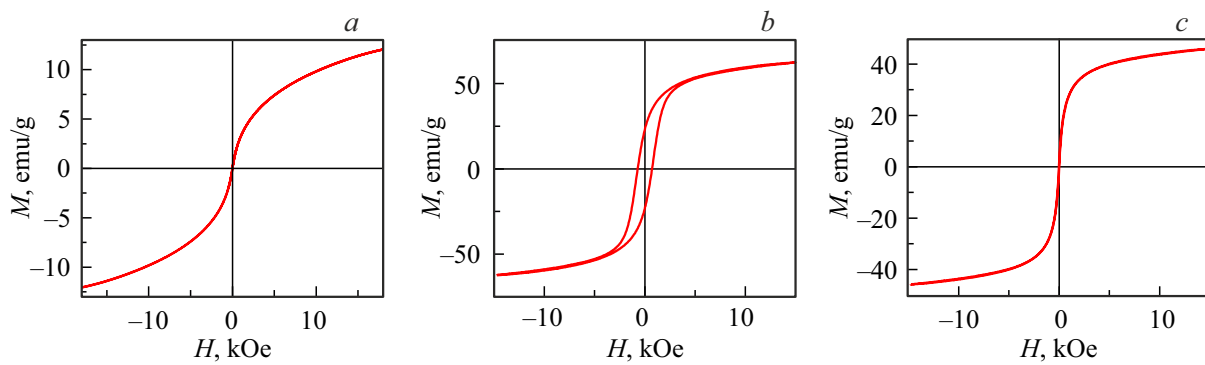


Рис. 2. Кривые намагничивания $M(H)$ свежеприготовленного порошка CoFe_2O_4 (a), порошка CoFe_2O_4 после термообработки (b) и порошка $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ (c).

Таблица 1. Размеры и магнитные параметры порошков

Образец	d , nm	ρ , g/cm ³	H_c , Oe	M_s , emu/g	H_r , kOe	ΔH , kOe	ΔT_{\max} , K
					($f = 8.9$ GHz, $T = 300$ K)	($f = 8.9$ GHz, $T = 300$ K)	($f = 8.9$ GHz, $T = 300$ K)
CoFe_2O_4 исходный	4 11	5.2	5	12	≈ 0	12	11
CoFe_2O_4 после отжига	23	5.2	720	64	≈ 0	≈ 4	13
$\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$	8	4.8	14	47	2.8	0.56	11

CoFe_2O_4 , позволяет сделать вывод о формировании магнитоупорядоченного материала. Увеличение намагниченности после термообработки можно связать с уменьшением удельной поверхности порошка после отжига. Магнитоактивные атомы, находящиеся на поверхности (вблизи поверхности) формируют „мертвый магнитный слой“. После отжига число таких атомов в единице объема уменьшается, что и приводит к увеличению намагниченности. Статические магнитные характеристики исследуемого нами порошка $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ согласуются с характеристиками порошка с аналогичными размерами из работы [17].

На рис. 3 приведены дифференциальные кривые ФМР изготовленных порошков при разных температурах, записанные на частоте 8.9 GHz. Измерения для феррита кобальта как в свежеприготовленном состоянии (рис. 3, a), так и после термообработки (рис. 3, b) свидетельствуют о том, что поглощение СВЧ энергии порошков в режиме ФМР отсутствует практически до комнатных температур. Кривая резонансного поглощения свежеприготовленного порошка при $T = 300$ K характеризуется резонансным полем $H_r \approx 0$ Oe и шириной линии ΔH более 10 kOe (рис. 3, a). Термообработка порошка феррита кобальта приводит к уменьшению ΔH в три раза. Магнитные параметры, измеренные динамическим методом, приведены в табл. 1. Высокие значения ширины линии ФМР для кобальтового феррита, на наш взгляд, определяются концентрационной неоднородностью распределения катионов кобальта и желе-

за, о чем свидетельствуют мессбауэровские исследования [18]. По-видимому, в результате термообработки происходят не только рекристаллизационные процессы, но и процессы упорядочения. Отсутствие резонансного поглощения при низких температурах указывает на наличие температурно-зависимой щели частотно-полевой зависимости ФМР порошков кобальтового феррита. В условиях естественного ФМР величина щели определяется полем анизотропии $H_K = \omega_0/\gamma \approx 3$ kOe. Параметры кривой ФМР (форма, резонансное поле, ширина линии, интенсивность) порошка $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ оставались практически неизменными в используемом диапазоне температуры. На рис. 3, c приведена дифференциальная кривая поглощения порошка $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$, полученная при комнатной температуре. Параметры кривой ФМР (резонансное поле H_r и ширина линии ΔH) для каждого исследуемого образца приведены в табл. 1.

На рис. 4 приведены кинетические кривые приращения температуры изготовленных порошков в различных магнитных полях. Величины максимального нагрева ΔT_{\max} для каждого измеряемого порошка представлены в табл. 1. Увеличение температуры нагрева ΔT порошка CoFe_2O_4 в результате отжига обусловлено увеличением намагниченности M , поскольку величина нагрева $\Delta T \sim M$ [8]. Для порошков CoFe_2O_4 , как в свежеприготовленном состоянии, так и после термообработки, максимальный нагрев регистрируется при отсутствии внешнего магнитного поля. При увеличении напряженности внешнего поля величина нагрева ΔT

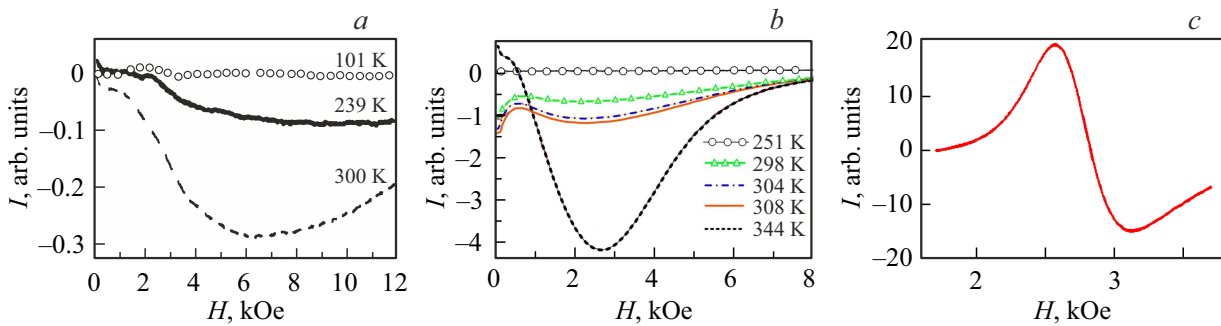


Рис. 3. Дифференциальные кривые ФМР изготовленных порошков при разных температурах, записанные на частоте 8.9 GHz: (a) свежеприготовленного порошка CoFe_2O_4 , (b) порошка CoFe_2O_4 после термообработки и (c) порошка $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$.

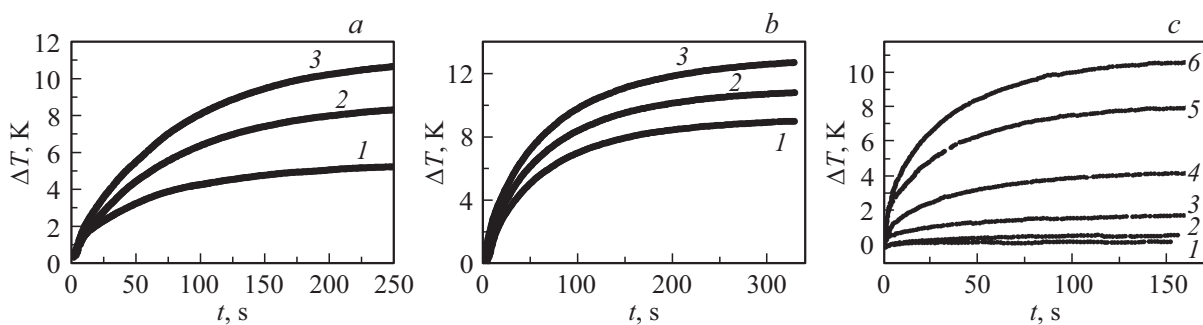


Рис. 4. Кинетические кривые приращения температуры изготовленных порошков в различных магнитных полях. (a) $\Delta T(t)$ свежеприготовленного порошка CoFe_2O_4 , где 1 кривая записана при внешнем поле $H = 6$ kOe, 2 — $H = 3$ kOe, 3 — $H = 0$ kOe; (b) $\Delta T(t)$ порошка CoFe_2O_4 после термообработки, где 1 кривая записана при внешнем поле $H = 10$ kOe, 2 — $H = 5$ kOe, 3 — $H = 0$ kOe; (c) $\Delta T(t)$ порошка $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$, где 1 кривая записана при внешнем поле $H = 0$ kOe, 2 — $H = 1.5$ kOe, 3 — $H = 2$ kOe, 4 — $H = 3.7$ kOe, 5 — $H = 3.4$ kOe, 6 — $H = 2.8$ kOe.

уменьшается. Это связано с тем, что частоты естественного ферромагнитного резонанса для свежеприготовленного и термообработанного порошка феррита кобальта близки к используемой частоте при измерении нагрева. При $f = 8.9$ GHz внутреннее эффективное поле $H_{eff} = 2\pi f / \gamma \approx 3$ kOe. При наложении внешнего магнитного поля H мы меняем эффективное поле $H_{eff} = 2\pi f / \gamma + H$, а, следовательно, уходим из условия резонанса. Или другими словами, при резонансе мнимая часть магнитной восприимчивости χ'' характеризуется максимальным значением. Условие естественного ферромагнитного резонанса $H = 0$, поэтому $\chi''(H = 0) > \chi''(H)$. Поглощаемая мощность P магнитным порошком определяется выражением $P = \omega \frac{V}{2} \chi'' h^2$, V — объемы частицы, h — амплитуда СВЧ поля. А поскольку $P \sim \Delta T$, то уменьшение температуры нагрева порошка при увеличении внешнего магнитного поля, является закономерным. Таким образом, возбуждение естественного ФМР, возникающее при отсутствии внешнего магнитного поля, оказывается наилучшим условием для нагрева порошков CoFe_2O_4 . ΔT_{max} для порошка $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ составляет ≈ 11 K при резонансном поле $H_r \approx 2.8$ kOe. При отклонении от резонансного поля в ту или иную сторону величина нагрева уменьшается.

Определение частоты естественного ФМР f_0 изучаемых порошков было выполнено по измеренным частотным зависимостям мнимой компоненты магнитной проницаемости $\mu'' \approx 4\pi\chi''$, которые представлены на рис. 5. Для свежеприготовленного порошка CoFe_2O_4 , кривая $\mu''(f)$ характеризуется двумя особенностями в низкочастотной и высокочастотной области (рис. 5, a). При $f_0 = 7.5$ GHz регистрируется поглощение резонансного характера. Используя гиромагнитное отношение $\gamma/2\pi = 2.9$ GHz/kOe можно определить поле магнитной анизотропии $H_K \approx 2.6$ kOe. Далее используя значение намагниченности $M = 50$ G, которое было определено из статических измерений (см. рис. 2, a, табл. 1) для свежеприготовленного порошка CoFe_2O_4 , и выражение $K = MH_K/2$ определяем константу магнитной анизотропии $K \approx 6.5 \cdot 10^4$ erg/cm³. При низких частотах $f_0 \approx 0.8$ GHz (рис. 5, a) наблюдается поглощение релаксационного характера.

Поскольку распределение частиц свежеприготовленного порошка CoFe_2O_4 по размерам двухмодальное — $d_1 \approx 4$ nm и $d_2 \approx 11$ nm, разумно связать форму кривой $\mu''(f)$ с распределением частиц порошка по размерам. Для мелких частиц получаем $\sigma_1 = KV_1/k_B T \approx 0.05 < 1$, что соответствует релаксационному поглощению энергии СВЧ поля; для бо-

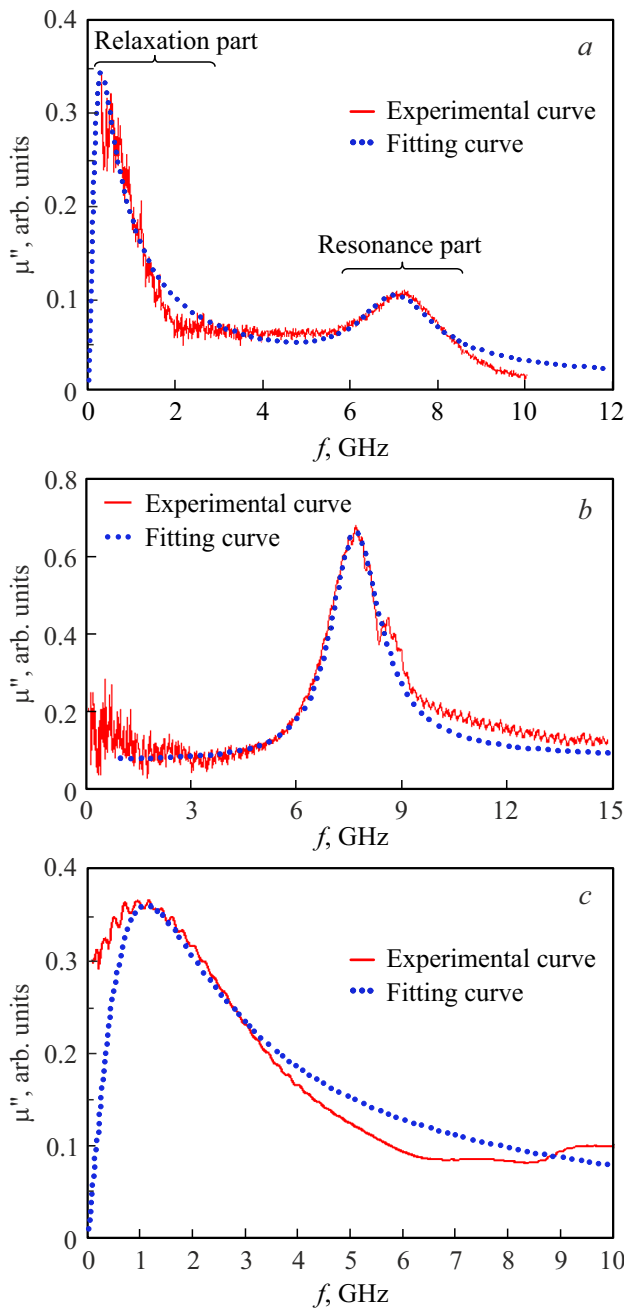


Рис. 5. Частотные зависимости мнимой компоненты магнитной проницаемости свежеприготовленного порошка CoFe_2O_4 (a), порошка CoFe_2O_4 после термообработки (b) и порошка $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ (c). Сплошными линиями показаны экспериментально регистрируемые кривые, пунктирными — кривые теоретической подгонки.

лее крупных частиц $\sigma_2 = KV_2/k_B T \approx 1.3 > 1$ — соответствует резонансному поглощению энергии СВЧ поля. При оценке σ было использовано значение $K \approx 6.5 \cdot 10^4 \text{ erg/cm}^3$, определенное выше из параметров кривой $\mu''(f)$ на частоте $f_0 = 7.5 \text{ GHz}$.

Выражения для динамической восприимчивости χ'' для случая $\sigma < 1$ (релаксационный характер) и для

случая $\sigma > 1$ (резонансный характер), были получены в работе [14]. А именно, при $\sigma < 1$ (низкочастотная область рис. 5, a):

$$\chi_1'' = \frac{\chi_0 \omega \tau_D}{1 + (\omega \tau_D)^2},$$

где

$$\chi_0 = \frac{M_1^2 V_1}{3k_B T}; \quad (5)$$

при $\sigma > 1$ (высокочастотная область) результат дается классической формулой Ландау и Лифшица [8]:

$$\chi_2'' = \frac{\alpha \omega [(1 + \alpha^2) \cdot \omega_0^2 + \omega^2]}{[(1 + \alpha^2) \omega_0^2 - \omega^2]^2 + 4(\alpha \omega_0 \omega)^2},$$

где

$$\omega_0 = \gamma H_K = \gamma \frac{2K_2}{M_2} = 2\pi f_0. \quad (6)$$

На рис. 5, a приведена подгоночная кривая $\mu'' = 4\pi(n_1 \chi_1'' + n_2 \chi_2'')$, где n_1 и n_2 — удельные доли фракций в принятом двухмодовом приближении фазового состава порошка. $n_1 = 0.9$ доля фракции частиц с размером 6 nm, $n_2 = 0.1$ доля фракции частиц с размером 11 nm. Остальные материальные параметры, использованные в (5) и (6) для расчета подгоночной кривой μ'' для порошков феррита кобальта приведены в табл. 2. Эти параметры позволили получить подгоночную кривую (пунктирная линия на рис. 5, a), которая удовлетворительно согласуется с экспериментальной зависимостью $\mu''(f)$. Величины намагниченности $M_1 = 240 \text{ G}$ и $M_2 = 62 \text{ G}$ обсуждаемых фаз свежеприготовленного порошка CoFe_2O_4 превышают значение $M = 50 \text{ G}$, оцененное из кривых намагничивания $M(H)$. Это может быть связано с несколькими фактами. Во-первых, кривые $M(H)$ записывались при комнатной температуре, а подгоночные параметры M_1 и M_2 характеризуют порошок при $T = 0$. Во-вторых, используемые магнитные поля ($H < 18 \text{ kOe}$) не приводили к насыщению ланжевендовской зависимости $M(H)$. Термообработка порошка CoFe_2O_4 привела к существенному изменению $\mu''(f)$. Для данного порошка (рис. 5, b) наблюдается единственная резонансная кривая при частоте $f_0 = 8 \text{ GHz}$. Действительно при использовании подгоночного параметра $K \approx 6.5 \cdot 10^4 \text{ erg/cm}^3$ и, используя средний размер порошка $d_3 \approx 23 \text{ nm}$, получаем при комнатной температуре $\sigma = KV/k_B T = 98 \gg 1$. На рис. 5, b приведена подгоночная кривая на основе выражения (6). Экспериментальная кривая естественного ФМР порошка $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ характеризуется поглощением релаксационного характера при $f_0 = 1.2 \text{ GHz}$ (рис. 5, c). Подгоночная кривая, полученная по (5), представлена на рис. 5, c, а ее подгоночные параметры, представленные в табл. 2, достаточно хорошо согласуются с экспериментально измеренными величинами (табл. 1).

Таким образом, главный результат работы — экспериментальная демонстрация нагрева нанопорошка феррита

Таблица 2. Частоты естественного ферромагнитного резонанса f_0 . Подгоночные параметры экспериментальных кривых $\mu''(f)$

Образец	f_0 , GHz	α	$V \cdot 10^{-19}$, cm ³	d , nm	M , G	K , erg/cm ³	$\sigma = KV/k_B T$	MV , emu
CoFe ₂ O ₄ исходный	0.8	0.04	1.1	6	240	$1 \cdot 10^4$	0.02	$2.4 \cdot 10^{-17}$
	7.5	0.19	6.7	11	62	$8 \cdot 10^4$	1.3	$4.1 \cdot 10^{-17}$
CoFe ₂ O ₄ после отжига	8	0.15	82	25	350	$5 \cdot 10^5$	98	$2.8 \cdot 10^{-15}$
γ -Fe ₂ O ₃	1.2	0.22	2.7	8	190	$1 \cdot 10^5$	0.6	$5.1 \cdot 10^{-17}$

кобальта на частоте 8.9 GHz за счет резонансного поглощения энергии СВЧ в собственном поле анизотропии частиц. Подчеркнем, что возможность без использования подмагничивающего поля получать высокий тепловой эффект, возбуждая ферромагнитный резонанс, существенно упрощает возможное терапевтическое применение магнитной резонансной гипертермии. При этой методике отпадает необходимость в электромагнитах или постоянных магнитах и в контроле за условиями попадания наночастиц в резонанс в области терапевтического воздействия.

4. Заключение

Методом химического осаждения изготовлены порошки γ -Fe₂O₃, с размером $d_4 \approx 8$ nm, CoFe₂O₄, характеризующиеся двухмодальным распределением $d_1 \approx 4$ nm и $d_2 \approx 11$ nm. Термообработка свежеприготовленного порошка CoFe₂O₄ привела к увеличению размера до $d_3 \approx 23$ nm. Измерены кривые намагничивания при комнатной температуре с целью определения намагниченности изготовленных порошков. Изучены кривые ферромагнитного резонанса и зависимости температуры нагрева порошков от времени при поглощении энергии СВЧ-поля при частоте 8.9 GHz при разных значениях напряженности магнитного поля. Обнаружено, что наибольший нагрев порошков феррита кобальта достигается в отсутствие приложенного постоянного магнитного поля — при естественном ферромагнитном резонансе. Изучены частотные зависимости мнимой компоненты магнитной проницаемости $\mu''(f)$ изготовленных порошков при отсутствии постоянного магнитного поля с целью определения частоты естественного ферромагнитного резонанса. $\mu''(f)$ свежеприготовленного порошка CoFe₂O₄ характеризовалась двумя особенностями: поглощением релаксационного характера при частоте $f_0 = 0.8$ GHz и резонансным поглощением при частоте $f_0 = 7.5$ GHz. Отожженный порошок CoFe₂O₄ характеризовался резонансным поглощением на частоте $f_0 = 8$ GHz. Порошок γ -Fe₂O₃ характеризовался поглощением релаксационного характера при частоте $f_0 = 1.2$ GHz. Используя теоретические выражения из работы [14] для магнитной восприимчивости дисперсного ферромагнетика удалось оценить магнитные параметры изготовленных порошков. Наблюдаемые

эффекты могут найти практическое применение в новом способе осуществления нагрева частиц в режиме ферромагнитного резонанса для магнитной гипертермии.

Благодарности

Авторы выражают благодарность Красноярскому региональному центру коллективного пользования ФИЦ КНЦ СО РАН за предоставленное оборудование для проведения измерений.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках научной тематики Госзадания ФИЦ КНЦ СО РАН.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] E.C.S. Santos, J.A. Cunha, M.G. Martins, B.M. Galeano-Villar, R.J. Caraballo-Vivas, P.B. Leite, A.L. Rossi, F. Garcia, P.V. Finotelli, H.C. Ferraz. *J. Alloys Compd.* **879**, 160448 (2021).
- [2] E.G. Fuller, H. Sun, R.D. Dhavalikar, M. Unni, G.M. Scheutz, B.S. Sumerlin, C. Rinaldi. *ACS Appl. Polym. Mater.* **1**, 211 (2019).
- [3] M. Coisson, G. Barrera, C. Appino, F. Celegato, L. Martino, A.P. Safronov, G.V. Kurlyandskaya, P. Tiberto. *J. Magn. Magn. Mater.* **473**, 403 (2019).
- [4] Q.A. Pankhurst, N.T.K. Thanh, S.K. Jones, J. Dobson. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42**, 224001 (2009).
- [5] J.-H. Lee, Y. Kim, S.-K. Kim. *Sci. Rep.* **12**, 1 (2022).
- [6] J.H. Lee, B. Kim, Y. Kim, S.K. Kim. *Sci. Rep.* **11**, 1 (2021).
- [7] А.Г. Гуревич. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. Наука, М. (1973). 591 с.
- [8] С.В. Столяр, О.А. Ли, Е.Д. Николаева, Н.М. Боев, А.М. Воротынов, Д.А. Великанов, Р.С. Исхаков, В.Ф. Пьянков, Ю.В. Князев, О.А. Баюков, А.О. Шохрина, М.С. Молокеев, А.Д. Васильев. *ФТТ.* **65**, 6, 1006 (2023).
- [9] S. V. Stolyar, O.A. Li, A.M. Vorotynov, D.A. Velikanov, N.G. Maksimov, R.S. Iskhakov, V.P. Ladygina, A.O. Shokhrina. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **88**, 536 (2024).
- [10] Т.В. Дрокина. Методы физики в медицине. Краснояр. гос. ун-т, Красноярск. (2005). 262 с.

- [11] I.A. Brezovich, W.J. Atkinson, M.B. Lilly. *Cancer Res.* **44**, 4752 (1984).
- [12] Д.Г. Шорт, П.Ф. Тернер. *ТИИЭР.* **68**, 157 (1980).
- [13] Y.L. Raikher, M.I. Shliomis. In book: *Advances in Chemical Physics: Relaxation Phenomena in Condensed Matter, Volume 87 / Editor W. Coffey, published by John Wiley & Sons, Inc. (1994).* P. 595.
- [14] Ю.Л. Райхер, М.И. Шлиомис. *ЖЭТФ.* **67**, 3, 1060 (1974).
- [15] A.V. Izotov, V.A. Belyaev, N.M. Voev, A.V. Burmitskikh, G.V. Skomorokhov, S.M. Zharkov, P.N. Solovov. *J. Alloys Compd.* **900**, 163416 (2022).
- [16] С.В. Салихов, А.Г. Савченко, И.С. Гребенников, И.С. Юртов. *Известия РАН. Серия Физическая.* **79**, 1251 (2015).
- [17] A.P. Safronov, I.V. Beketov, S.V. Komogortsev, G.V. Kuryandskaya, A.I. Medvedev, D.V. Leiman, A. Larrañaga, S.M. Bhagat. *AIP Adv.* **3**, 052135 (2013).
- [18] С.В. Столяр, О.А. Ли, Е.Д. Николаева, В.Ф. Пьянков, А.М. Воротынов, Д.А. Великанов, Ю.В. Князев, О.А. Баюков, Р.С. Исхаков, М.Н. Волочаев. *ФММ.* **124**, 2, 182 (2023).

Редактор Т.Н. Василевская