

05;09;12

Ферромагнитный резонанс и антирезонанс в порошковом лантан-иттриевом манганите

© А.Б. Ринкевич,¹ А.П. Носов,¹ В.Г. Васильев,² Е.В. Владимирова²¹ Институт физики металлов УрО РАН,
620219 Екатеринбург, Россия² Институт химии твердого тела УрО РАН,
620219 Екатеринбург, Россия
e-mail: nossov@imp.uran.ru

(Поступило в Редакцию 21 июля 2003 г. В окончательной редакции 20 октября 2003 г.)

Изучено поглощение электромагнитных волн сантиметрового диапазона в порошковом манганите $\text{La}_{0.6}\text{Y}_{0.07}\text{Ba}_{0.33}\text{MnO}_3$ в условиях ферромагнитного резонанса и антирезонанса. Установлено, что взаимодействие различных компонент микроволновых полей с манганитом приводит к искажению формы резонансных линий и изменению соотношения амплитуд резонанса и антирезонанса. Обнаружены большие, до 25 раз, изменения прошедшей высокочастотной мощности в области полей, соответствующих условию ферромагнитного резонанса.

Введение

Исследование физических свойств ультрадисперсных материалов стало одной из актуальных задач в физике конденсированного состояния. Динамическая магнитная проницаемость металлических частиц малых размеров экспериментально и теоретически изучалась в многочисленных работах (см., например, [1]). Магнитная проницаемость субмикронных однодоменных сферических частиц в микроволновом диапазоне частот изучена в работе [2], в которой наблюдалась необычная частотная зависимость мнимой части проницаемости: для частиц субмикронного размера на зависимости вместо одного максимума присутствуют несколько узких максимумов. В этой же работе исследовалась и зависимость проницаемости от размера проводящих частиц. Теоретическое изучение обменных резонансных мод ферромагнитных сфер ультрамалого размера было выполнено в [3]. Влияние дипольного взаимодействия на магнитные свойства сверхтонких ферромагнитных частиц исследовали в [4]. Методом Монте-Карло была рассчитана температурная зависимость восприимчивости ансамблей частиц, охлажденных в магнитном поле и без поля. Метод расчета динамической восприимчивости однодоменных частиц с кубической анизотропией разработан в [5]. Предложен алгоритм расчета времени релаксации, частотной зависимости мнимой части восприимчивости и проанализированы причины появления пиков в спектре потерь.

В последние годы многочисленные исследования посвящены изучению ферромагнитного резонанса в системах частиц ультрадисперсных размеров. Было показано, что с ростом концентрации частиц значение поля резонанса уменьшается за счет изменения эффективного поля, в то время как ширина линии изменяется мало [6]. Приближение эффективного поля дает в принципе приемлемые результаты для значений резонансного поля и

ширины линии, что показали численные расчеты для ансамбля частиц [7]. Экспериментальное исследование ФМР в частицах $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ было предпринято в [8]. В этой работе изучена зависимость величины резонансного поля и ширины линии от размера частиц и измерена анизотропия поля резонанса для ансамбля частиц, замороженных в постоянном магнитном поле. Сделан вывод о существовании в данной системе поверхностной магнитной анизотропии. Показано, что эта анизотропия одноосная, и на основе полученных данных рассчитана константа поверхностной магнитной анизотропии [9]. Ферромагнитный резонанс для отдельной частицы микронных размеров изучен в [10].

Благодаря эффекту колоссального магнитосопротивления в последние годы манганиты лантана привлекают к себе повышенное внимание. Это сложные оксидные материалы со структурой перовскита [11]. Их высокочастотные электромагнитные свойства отличаются рядом существенных особенностей. Во-первых, поликристаллические манганиты обладают гранулярной структурой, причем проводимость внутригранульного объема резко отличается от проводимости межгранульного пространства и областей контакта гранул [12]. Во-вторых, в манганитах наблюдается фазовый переход металл–диэлектрик и ферромагнитная точка Кюри (T_C) лежит вблизи него. В-третьих, в области металлической проводимости помимо ферромагнитного резонанса (ФМР) в манганитах может наблюдаться и ферромагнитный антирезонанс (ФМАР) [13]. К настоящему времени выполнено большое число исследований ФМР и ФМАР в манганитах [14–16]. В работе [17] с помощью методики ФМР была исследована магнитная однородность манганита $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$. Изучена широкая область температур, включая температуру Кюри. Измерения ФМР были выполнены как на массивных, так и на пленочных образцах. В настоящей работе нас в большей степени интересуют исследования порошковых манганитов.

Как показано в [18], для порошкового манганита $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ амплитуда ФМАР резко падает с уменьшением размера частиц. В настоящее время исследование ФМР манганитов на порошковых образцах выполняется главным образом для того, чтобы добиться выполнения условия $d < \delta$, где d — средний размер частицы, δ — глубина скин-слоя. При этом влияние скин-эффекта существенно ослабляется. Исследование манганита $\text{La}_{0.5}\text{Pb}_{0.5}\text{MnO}_3$ с размерами частиц в несколько микрон показали, что ниже точки Кюри наблюдается асимметричная линия ФМР, в то время как выше T_C — более симметричная и узкая линия электронного парамагнитного резонанса [19]. Для сильно допированных манганитов особенности резонансной линии выше температуры Кюри проанализированы в [19,20] с привлечением представления о носителях тока, локализованных вблизи неоднородностей состава или структурных неоднородностей [11]. Исследование ФМР в $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ на высокой микроволновой частоте 344 GHz показало, что в порошковом образце с размером частиц $0.1\text{--}0.2\ \mu\text{m}$ резонансная линия симметрична и наблюдается только ФМР. В образце с размерами частиц $1\text{--}2\ \mu\text{m}$ она резко асимметрична и присутствуют как ФМР, так и ФМАР линии [21]. Оценки, полученные по результатам этих измерений, дали для величины удельного электросопротивления в области СВЧ частот значения, в сотни раз меньшие, чем измеренные на постоянном токе.

Целью настоящей работы является исследование ферромагнитного резонанса и антирезонанса в умеренно дисперсных порошках $\text{La}_{0.6}\text{Y}_{0.07}\text{Ba}_{0.33}\text{MnO}_3$ манганита в условиях, когда глубина скин-слоя сравнима или превышает размер частиц ($\sim 10\ \mu\text{m}$ и меньше). В нулевом внешнем поле частицы состоят из нескольких магнитных доменов. Такие условия эксперимента можно считать наиболее подходящими для сравнения интенсивности и формы линии резонанса и антирезонанса массивных и порошковых образцов. В этих же условиях может проявиться различие в эффективности взаимодействия разных компонент высокочастотного поля с магнитными моментами частиц, что ранее изучалось лишь для массивных поликристаллических образцов [16]. В данной работе представлены результаты измерений поглощения электромагнитной мощности в резонаторах на разных модах колебаний для порошковых и массивных образцов поликристаллического манганита состава $\text{La}_{0.6}\text{Y}_{0.07}\text{Ba}_{0.33}\text{MnO}_3$. Для порошковых образцов использована методика измерения коэффициента прохождения подобная примененной в [13].

Экспериментальная методика

Ферромагнитный резонанс и антирезонанс изучались в массивных и порошковых образцах с использованием трех методик. Сначала проведено исследование массивных образцов с размерами $10.5 \times 6.7 \times 4.5$, $12.6 \times 6.7 \times 1$ и $4 \times 1 \times 1\ \text{mm}$. Образцы помещались у

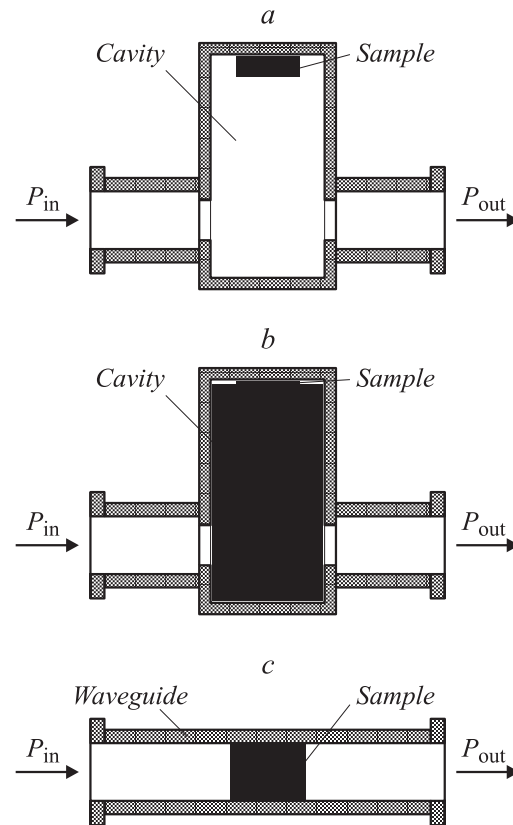


Рис. 1. Схемы микроволновых измерений: *a* — объемный образец в резонаторе; *b* — композитный образец в резонаторе; *c* — композитный образец в волноводе.

торцевой стенки объемного цилиндрического резонатора, включенного в СВЧ тракт как проходной элемент (рис. 1, *a*). На вход измерительной ячейки поступает мощность P_{in} , из ячейки в тракт выходит мощность P_{out} . Измерялся модуль коэффициента передачи $A = A_{out}(H)/A_{in}$ как функция напряженности внешнего постоянного магнитного поля H ; где A_{out} и A_{in} — значения амплитуды колебаний в тракте на выходе и входе резонатора соответственно. Измерения выполнены на нескольких модах колебаний резонатора из интервала частот f от 7.4 до 10.7 GHz. Внешнее постоянное магнитное поле в этом и последующих вариантах экспериментальной методики было направлено вдоль большей стороны образца. Затем из массивного образца приготавливался порошок, который использовался для получения композита с парафиновой матрицей. После остывания расплавленного парафина композитный образец помещался в цилиндрический резонатор, заполняя его целиком (рис. 1, *b*). Во втором варианте также измерялся коэффициент передачи A и его зависимость от напряженности внешнего магнитного поля. Цилиндрический резонатор имел диаметр 32 mm и высоту 48 mm. Измерения проведены на нескольких модах колебаний. В таблице приведены расчетные f_c и экспериментально измеренные f_0 значения резонансных частот некоторых мод.

Резонансные частоты нескольких мод резонатора

Мода	E_{010}	H_{210}	E_{110} (и H_{010})	E_{111} (и H_{011})
f_c, GHz	7.41	9.41	11.26	11.72
f_0, GHz	7.47	9.38	10.62	

В третьем варианте методики композитный образец (порошковый $\text{La}_{0.6}\text{Y}_{0.07}\text{Ba}_{0.33}\text{MnO}_3$ + парафин) размещался в волноводе $28.5 \times 12.6 \text{ mm}$ таким образом, что заполнял его поперечное сечение целиком и длина образца вдоль оси волновода составляла 40 mm . Внешнее магнитное поле было ориентировано перпендикулярно волновому вектору электромагнитной волны в СВЧ тракте.

За положение резонанса и антирезонанса приняты значения напряженности поля, при которых модуль коэффициента передачи имеет максимум или минимум соответственно. Измерения выполнены в магнитных полях до 10 kOe при комнатной температуре. Погрешность измерения напряженности поля составляла $\pm 3\%$.

Исходный порошок номинального состава $\text{La}_{0.6}\text{Y}_{0.07}\text{Ba}_{0.33}\text{MnO}_3$ был приготовлен методом соосаждения из раствора [22]. Затем изостатическим прессованием готовили объемные образцы поликристаллического манганита. Образцы отжигались в потоке кислорода при 1200°C в течение 6 h . Плотность образцов составила 0.4 от рентгеновской. На электронно-микроскопическом снимке поверхности объемного образца (рис. 2) отчетливо видны поры и полости. После проведения высокочастотных измерений объемные образцы подвергались сухому размолу в шаровой мельнице с использованием шаров из Al_2O_3 . Плотность полученного таким образом материала составила 0.78 от рентгеновской. Гранулометрический анализ порошков проводили с использованием лазерного дифракционного анализатора ANALIZETTE фирмы FRISCH (точность определения

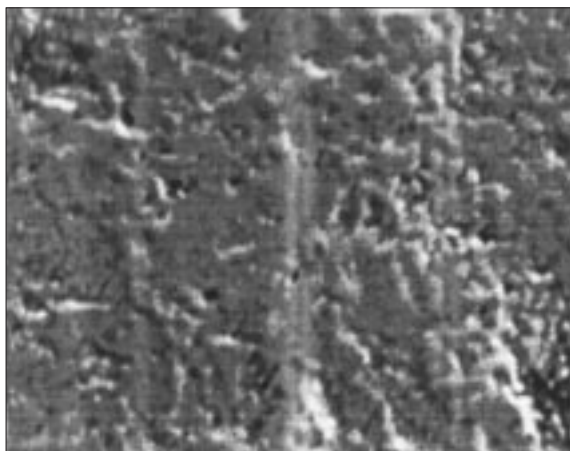


Рис. 2. Электронно-микроскопическое изображение поверхности объемного поликристаллического образца. Увеличение $800\times$.

размеров $0.002 \mu\text{m}$), согласно результатам которого 82% частиц имели размеры от 5 до $10 \mu\text{m}$, 17% — от 3 до $5 \mu\text{m}$ и 3% — менее $3 \mu\text{m}$. Увеличение плотности порошкового материала по сравнению с плотностью исходного массивного образца, по-видимому, происходит за счет уменьшения пористости. Для объемных образцов температура Кюри составляла 342 K , а удельное электросопротивление $1.6 \Omega \cdot \text{cm}$. Скин-глубина электромагнитного поля, оцененная для относительной магнитной проницаемости, равной единице, составляет 0.62 mm на частоте $f = 10 \text{ GHz}$.

Экспериментальные результаты и обсуждение

Сначала рассмотрим результаты измерений, полученные на объемных образцах. Зависимость модуля коэффициента передачи от магнитного поля, измеренная при помещении объемных образцов в резонатор, показана на рис. 3. В случае *a* образец имел размер $10 \times 6.7 \times 4.5 \text{ mm}$, т.е. размер существенно превышал скин-глубину δ . По мере увеличения напряженности внешнего поля H наблюдаются сначала максимум коэффициента передачи, который связан с ФМАР, а при больших H — минимум, вызванный поглощением электромагнитной волны в условиях ФМР [14]. Во всех экспериментах постоянное магнитное поле H направлено вдоль большей стороны образца. На рис. 3, *a* приведены результаты для двух мод: E_{010} ($f = 7.48 \text{ GHz}$) и E_{110} ($f = 10.62 \text{ GHz}$). В последнем случае мода E_{110} вырождена, т.е. она имеет одинаковую резонансную частоту с модой H_{010} . Возможно, вырождение мод привело к искажению полевой зависимости $A(H)$: максимум оказался узким, а минимум — более широким. Для образца, имеющего размер $12.6 \times 6.6 \times 1 \text{ mm}$, результаты измерений приведены на рис. 3, *b*. В этом образце глубина скин-слоя сравнима с одним из размеров. Зависимость, полученная на частоте $f = 10.61 \text{ GHz}$ (это те же вырожденные моды E_{010} и H_{010} резонатора), имеет максимум (ФМАР) и минимум (ФМР). В то же время зависимость, полученная на более низкой частоте $f = 9.38 \text{ GHz}$ (мода H_{210}), имеет только отчетливо выраженный минимум без признаков максимума.

Отсутствие антирезонанса на более низкой частоте может быть обусловлено двумя возможными причинами. Первая причина связана с тем, что граничная частота ФМАР, определяется условием $\omega_{AR}/\min = \gamma 4\pi M$, где γ — гиромагнитное отношение, M — намагниченность, которое следует из обычного соотношения $\omega_{AR} = \gamma B_0$, где B_0 — индукция в образце, записанная для грани образца, намагниченной тангенциально [23]. Оценки, сделанные в [24], и измерения, выполненные в подобных образцах [16], показали, что ФМАР должен наблюдаться и наблюдался даже на более низкой частоте — 7.4 GHz . Измерения в [16] были выполнены для моды E_{010} . Вторая

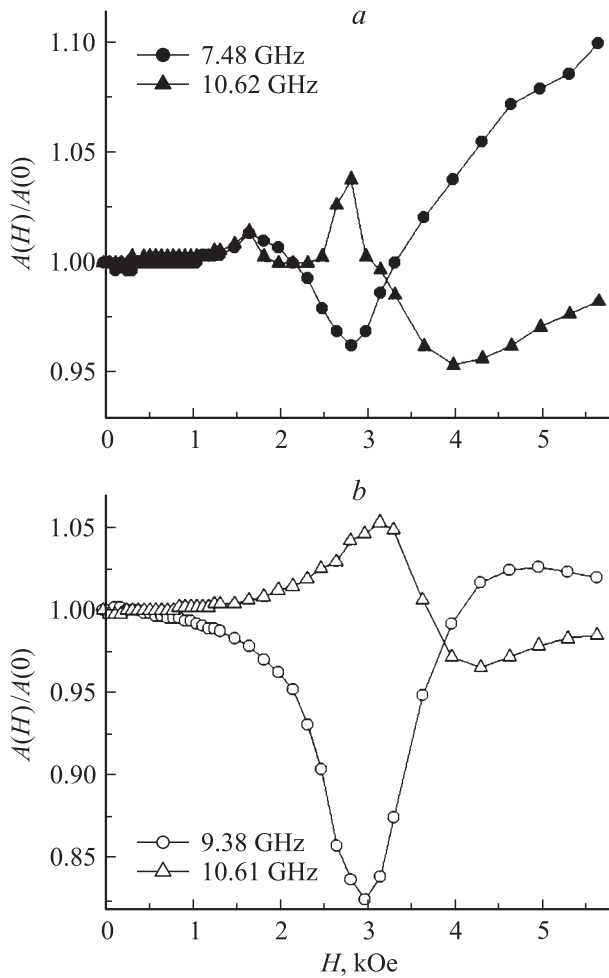


Рис. 3. Зависимость относительного изменения амплитуды сигнала, прошедшего резонатор с объемным поликристаллическим образцом: *a* — размер образца $10.5 \times 6.7 \times 4.5$ mm; *b* — размер образца $12.6 \times 6.6 \times 1$ mm.

причина может быть связана с тем, что один из размеров образца сопоставим со скин-глубиной. Поэтому целесообразно сравнить полученные выше результаты с измерениями на порошковых манганитах, когда все размеры частиц существенно меньше δ , а также с измерениями на образце в форме стержня, в котором два размера сравнимы со скин-глубиной. Результаты измерений для образца с размером $4 \times 1 \times 1$ mm приведены на рис. 4. Здесь использована мода резонатора E_{010} с частотой $f = 7.47$ GHz. На рис. 4 отчетливо видны как линия ФМР, так и линия ФМАР. Поэтому следует признать, что для объяснения наблюдаемых выше аномалий требуется детальное теоретическое описание взаимодействия компонент электрического и магнитного полей мод резонатора с магнитными моментами образца с учетом условий закрепления спинов.

На рис. 5 показаны результаты измерений, полученные для композитного образца (порошковый манганит + парафин), помещенного в резонатор. Для более высоких частот $f = 8.19$ и 10.43 GHz ясно видна обыч-

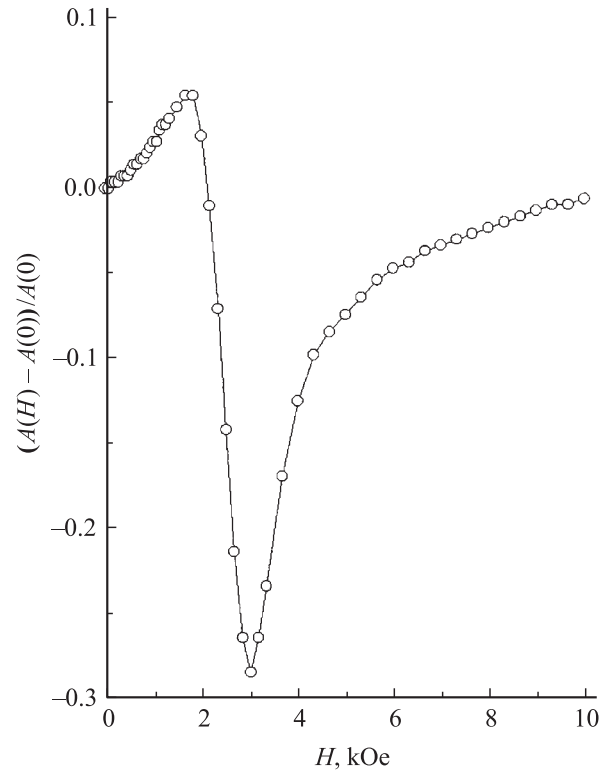


Рис. 4. Зависимость относительного изменения амплитуды сигнала, прошедшего резонатор с объемным поликристаллическим образцом размером $4 \times 1 \times 1$ mm.

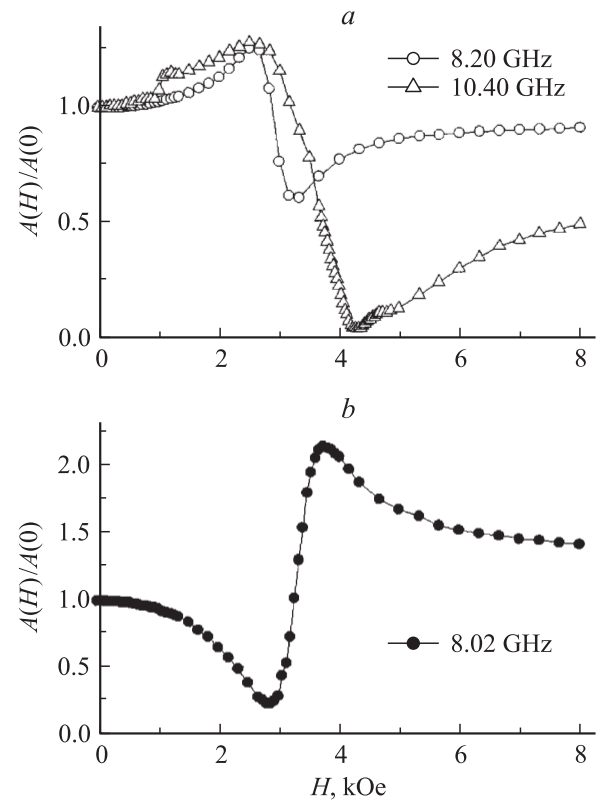


Рис. 5. Зависимость относительного изменения амплитуды сигнала, прошедшего резонатор с композитным образцом из порошка манганита.

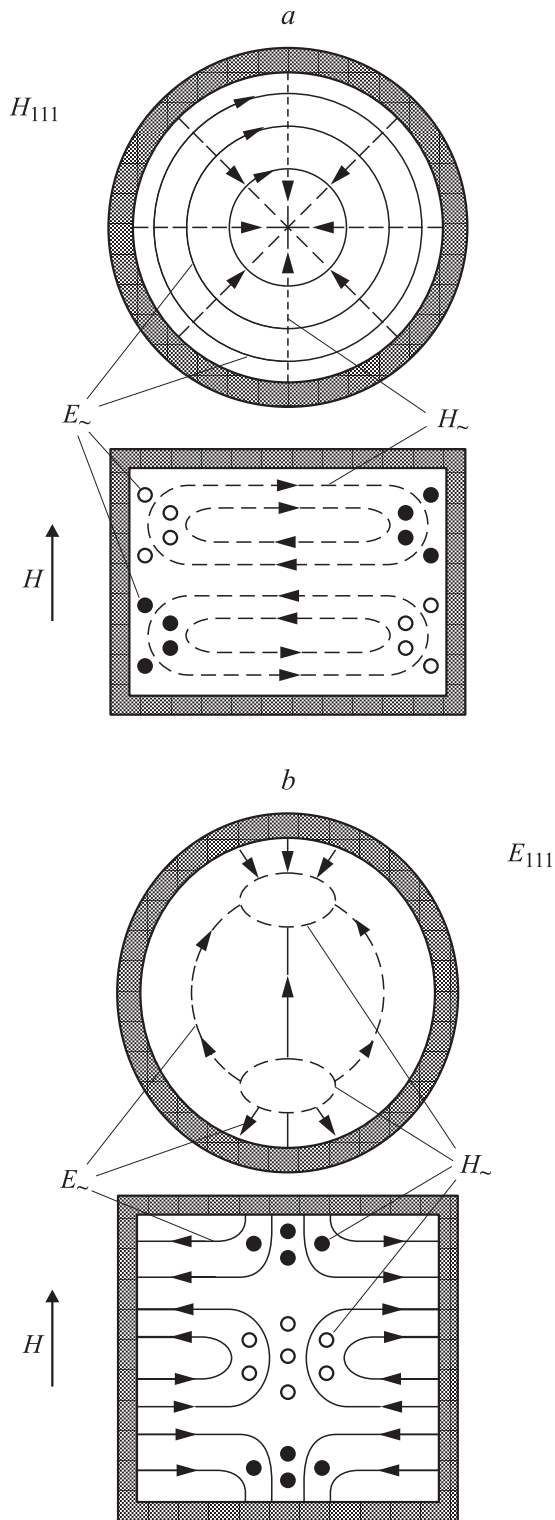


Рис. 6. Структура высокочастотных полей нескольких мод цилиндрического резонатора: *a* — мода H_{011} ; *b* — мода E_{111} .

ная картина, когда по мере увеличения напряженности H сначала наблюдается максимум прошедшего сигнала A (ФМАР), а затем минимум (ФМР). Для частоты $f = 8.02$ GHz наблюдается иная зависимость. Сопостав-

ление резонансных частот резонатора с помещенным внутрь композитным образцом с определенными модами резонатора затруднено, поскольку диэлектрическая проницаемость композита точно неизвестна. Однако, принимая для парафина значение $\epsilon \approx 2.05$, получаем, что частоте $f = 8.02$ GHz скорее всего соответствуют вырожденные моды E_{111} и H_{011} . Структуры полей этих мод существенно различаются (рис. 6), поэтому можно полагать, что одновременное возбуждение этих двух мод и интерференция их полей искажает полевую зависимость на частоте 8.02 GHz.

Для технических приложений важным обстоятельством является тот факт, что наблюдаются большие изменения величины СВЧ сигнала. Так, на частоте $f = 10.43$ GHz из рис. 5 видно, что в условиях ФМР в поле $H = 4.2$ kOe амплитуда прошедшего сигнала составляет лишь 4% от амплитуды в нулевом поле. В интервале полей от 3 до 4 kOe среднее значение производной $dA(H)/dH$ примерно равно -0.11% на эрстед.

Были предприняты исследования ФМР и ФМАР по методике, сходной с методикой, использованной в работе [13]. Часть волновода длиной $L = 4$ cm заполнялась композитным образцом и измерялась полевая зависимость амплитуды прошедшего сигнала. Результаты показаны на рис. 7. Относительные изменения прошедшего сигнала в этом случае заметно меньше, чем в представленных выше измерениях в резонаторе. На зависимостях видны минимумы прошедшего сигнала,

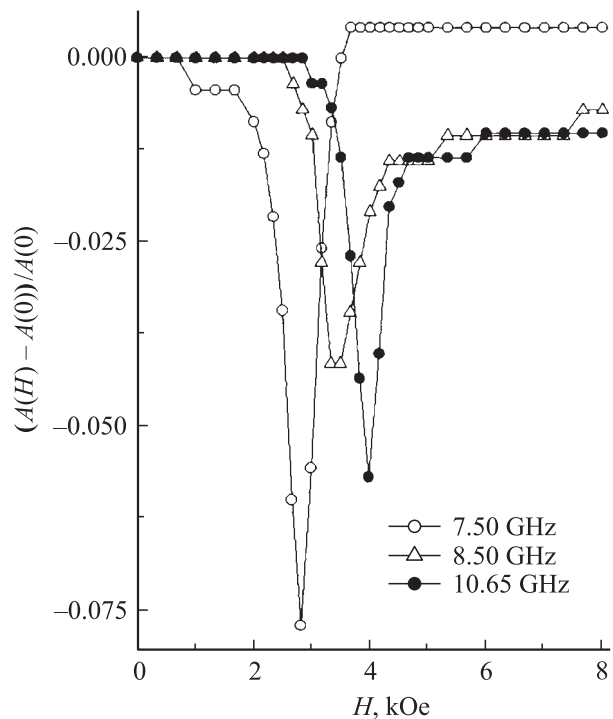


Рис. 7. Зависимость относительного изменения амплитуды сигнала, прошедшего отрезок волновода с композитным образцом.

обусловленные поглощением электромагнитной волны в условиях ФМР. Коэффициент передачи волны в данном случае определяется двумя обстоятельствами. Во-первых, это соотношение между импедансами композитного образца $Z(\omega, H)$ и волновода $Z_{10}(\omega)$ для моды H_{10} . Из-за различия импедансов возникают отражения на границах образца. Во-вторых, это ослабление волны в образце из-за поглощения. В условиях ферромагнитного резонанса действительная часть магнитной проницаемости $\mu'(H)$, рассматриваемая как функция напряженности магнитного поля, изменяет знак, проходя через нуль в точке ФМР. В этих же условиях мнимая часть проницаемости μ'' имеет максимум. Мнимая неэрмитова часть тензора μ отвечает за поглощение электромагнитной волны. Поэтому в условиях ФМР наблюдается минимум прошедшего сигнала в обоих методиках: при прохождении через резонатор и через волновод с композитным образцом.

В условиях ферромагнитного антирезонанса функция $\mu'(H)$ также меняет знак, но при малой величине μ'' вдали от максимума μ'' . При этом модуль коэффициента прохождения должен иметь максимум. Этот максимум действительно наблюдается при помещении образца в резонатор. Он может наблюдаться и при прохождении волны через образец, помещенный в волновод, но только в случае, когда длина образца существенно больше скин-глубины $L \gg \delta$. Классическая глубина скин-слоя равна $\delta = c(2\pi\omega\mu'\sigma)^{-1/2}$. У нашего композитного образца проводимость σ крайне мала и реализуется противоположное условие $L \ll \delta$. Ослабление в образце пропорционально $\exp(-L/\delta)$. В условиях ФМАР, несмотря на существенное изменение δ , амплитуда прошедшего сигнала изменяется слабо.

На рис. 8 показаны полевые зависимости частот резонанса и антирезонанса и ширины линии ФМР, полученные для порошковых образцов. Эти зависимости близки к линейным, причем прямая линейной аппроксимации ширины резонансной линии проходит через начало координат. Для массивных однородных образцов в форме эллипсоида при направлении внешнего магнитного поля вдоль одной из осей частота резонанса может быть рассчитана по формуле [23]

$$\omega^2 = \gamma^2 [H - (N_Z - N_X)M_0] [H + (N_Y - N_Z)M_0], \quad (1)$$

где M_0 — намагниченность насыщения (в нашем случае $M_0 = 39 \text{ emu/g}$); N_X, N_Y, N_Z — диагональные компоненты тензора размагничивающего фактора.

Для однодоменных микрочастиц зависимость резонансной частоты от напряженности магнитного поля близка к линейной, причем эта линейная зависимость не проходит через начало координат [25], что определяет минимально возможную частоту однородной прецессии. Для наших частиц размером около $5 \mu\text{m}$ и содержащих несколько доменов при $H = 0$ эта особенность, характерная для ультрадисперсных частиц, не наблюдалась.

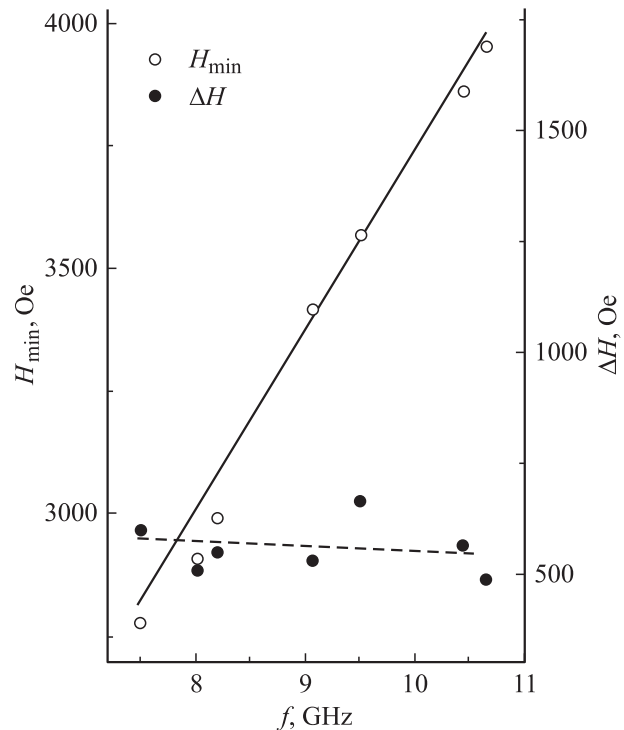


Рис. 8. Частотная зависимость поля резонанса ФМР H_{\min} и ширины резонансной линии ΔH для волновода с композитным образцом.

В работах [16,24], выполненных ранее с использованием объемных поликристаллических образцов аналогичного состава, отмечалось, что основной вклад в ширину линии ФМР вносит пористость. Вклад пористости в ширину линии можно оценить из соотношения

$$\Delta H_p = 4\pi M_0 p, \quad (2)$$

где p — пористость, т.е. объемная доля пор [23].

Для образцов, имеющих плотность в 40% от рентгеновской, ΔH_p оценивается примерно в 1.0 кОе. Экспериментально измеренная ширина линии ФМР в объемных образцах составляет 1.1–1.2 кОе. Видно, что ширина линии практически полностью обусловлена пористостью. В приготовленном порошковом манганите плотность возросла до 78% от рентгеновской. Соответственно в порошковом образце вклад пористости должен снизиться до ~ 0.4 кОе, т.е. ширина линии ФМР существенно уменьшится. Именно это и наблюдается на рис. 8, где ширина линии составляет 0.5–0.6 кОе.

Заключение

Изучено поглощение и прохождение электромагнитных волн через композитный материал, состоящий из порошкового $\text{La}_{0.6}\text{Y}_{0.07}\text{Ba}_{0.33}\text{MnO}_3$ манганита и парафина. В композите, помещенном в цилиндрический резонатор, наблюдаются ферромагнитный резонанс и

антирезонанс. Влияние ФМР на амплитуду электромагнитной волны, прошедшей резонатор, весьма велико. Так, на частоте $f = 10.43$ GHz амплитуда в резонансе составляет лишь 4% от значения амплитуды при $H = 0$. Столь сильная зависимость дает основания для потенциального использования порошковых композитов на основе манганитов лантана как элементов управляемых устройств СВЧ электроники.

В амплитуде электромагнитной волны, прошедшей волновод с композитным манганитом, не наблюдался ФМАР. Это является следствием большой скин-глубины в очень плохо проводящем композите. Ширина линии ФМР в порошковом композитном манганите существенно меньше, чем в объемном поликристаллическом материале.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и программы Президиума РАН „Квантовая макрофизика“.

Список литературы

- [1] *Dorman J.L., Fiorani D., Tronc E.* // Adv. Chem. Phys. 1997. Vol. 98. P. 283–285.
- [2] *Viau G., Fiévet-Vincent F., Fiévet F.* et al. // J. Appl. Phys. 1997. Vol. 81(6). P. 2749–2754.
- [3] *Aharoni A.J.* // Appl. Phys. 1991. Vol. 69. P. 7762–7765.
- [4] *Garsia-Otero J., Porto M., Rivas J.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84(1). P. 167–170.
- [5] *Калмыков Ю.П., Тутов С.В.* // ЖЭТФ. 1999. Т. 115. Вып. 1. С. 101–114.
- [6] *Netzelmann U.J.* // Appl. Phys. 1990. Vol. 68. P. 1800–1802.
- [7] *Thomas A.H., Chantrell R.W., El-Hilo M.* et al. // JMMM. 1995. Vol. 151. N 1. P. 54–58.
- [8] *Gaseau F., Bacri J.C., Gendron F.* et al. // JMMM. 1998. Vol. 186. N 1–2. P. 175–187.
- [9] *Shilov V.P., Bacri J.-C., Gaseau F.* et al. // J. Appl. Phys. 1999. Vol. 85. N 9. P. 6642–6647.
- [10] *Zhang S., Oliver S.A., Israeloff N.E.* et al. // J. Appl. Phys. 1997. Vol. 81. N 8. P. 4307–4309.
- [11] *Нагаев Э.Л.* // УФН. 1998. Т. 168. № 7. С. 917–920.
- [12] *Yates K.A., Cohen L.F., Watine C.* et al. // J. Appl. Phys. 2000. Vol. 88. N 8. P. 4703–4708.
- [13] *Гейнрих Б., Мецзяков В.Ф.* // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 9. Вып. 11. С. 618–622.
- [14] *Tyagi S., Lofland S., Dominguez M.* et al. // J. Appl. Phys. Lett. 1966. Vol. 68. P. 28931–28933.
- [15] *Srinivasu V.V., Lofland S.E., Bhagat S.M.* // J. Appl. Phys. 1998. Vol. 83. N 5. P. 2866–2868.
- [16] *Rinkevich A., Nossov A., Vassiliev V.* et al. // Phys. St. Sol. (a). 2000. Vol. 179. P. 221–236.
- [17] *Lofland S.E., Bhagat S.M., Ju H.L.* et al. // Phys. Rev. B. 1995. Vol. 52. N 21. P. 15058–15061.
- [18] *Ramachandran J.C., Bhagat S.M., Peng J.I.* et al. // Sol. St. Commun. 1995. Vol. 96. P. 127–129.
- [19] *Shames A.I., Rosenberg E., Gorodetsky G.* et al. // Sol. St. Commun. 1998. Vol. 107. N 3. P. 91–95.
- [20] *Shames A.I., Rosenberg E., Gorodetsky G.* et al. // JMMM. 1999. Vol. 203. N 1–2. P. 259–261.
- [21] *Respaud M., Martinez B., Balcells L.* et al. // JMMM. 1999. Vol. 203. N 1–2. P. 100–101.
- [22] *Васильев В.Г., Ивакин А.А., Фотиев А.А.* // ЖНХ. 1994. Т. 39. Вып. 1. С. 3–5.
- [23] *Гуревич А.Г., Мелков Г.А.* Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит, 1994. 464 с.
- [24] *Nossov A., Rinkevich A., Zainullina R.* // Fiz. Metallov i Metallovedenie. 1998. Vol. 85. P. 428–431.
- [25] *Brown W.F.* Micromagnetics. New York; London: Interscience publ., John Wiley and Sons, 1963. Пер. У.Ф. Браун. Микромагнетизм. М.: Наука, 1979. 159 с.