

Контроль и испытания

УДК 537.874.72

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ МИЛЛИМЕТРОВЫХ РАДИОВОЛН В НАНОКОМПОЗИТАХ НА ОСНОВЕ ОПАЛОВЫХ МАТРИЦ, СОДЕРЖАЩИХ НАНОЧАСТИЦЫ ФЕРРИТОВ-ШПИНЕЛЕЙ

А.Б. Ринкевич, Д.В. Перов, М.И. Самойлович, С.М. Клещева

FREQUENCY DEPENDENCE OF MICROWAVE ABSORPTION COEFFICIENT FOR OPAL-BASED NANOCOMPOSITES WITH FERROSPINEL NANOPARTICLES

A.B. Rinkevich, D.V. Perov, M.I. Samoylovich, S.M. Kleshcheva

Измерены частотные зависимости коэффициента затухания электромагнитных волн в 3D-наноконпозитах на основе опаловых матриц, содержащих наночастицы ферритов-шпинелей, в условиях магнитного резонанса.

Ключевые слова: миллиметровые радиоволны, поглощение электромагнитных волн, наноконпозиты, ферромагнитный резонанс.

Frequency dependences of microwave absorption coefficient for opal-based 3D nanocomposites with ferrosipinel nanoparticles have been measured in ferromagnetic resonance conditions.

Keywords: microwaves, electromagnetic wave absorption, ferromagnetic resonance.

Измерение коэффициентов отражения, прохождения и поглощения волн СВЧ-диапазона важно для нескольких практических приложений. Специальный интерес в этом отношении вызывают фотонные кристаллы [1]. Из литературы известно, что изучаются их свойства как при прохождении электромагнитных волн, так и при отражении. Аналитически и численно исследуется распространение электромагнитных волн в среде с отрицательным показателем преломления [2]. В частности, была решена задача о прохождении волны через пластину такой среды с демонстрацией эффекта фокусировки. Фокусировка осуществляется в ближнем поле излучения в металлизированной фотонной структуре в условиях отрицательного коэффициента преломления. В принципе, если объект сделан из материала с отрицательным коэффициентом преломления, то в идеальном случае он может стать невидимым. Дана общая формулировка задачи взаимодействия электромагнитной волны со стратифицированной средой с отрицательным коэффициентом преломления [3]. Специальное внимание уделяется изучению направленных волн в стратифицированной среде.

Опаловые матрицы считаются одними из наиболее перспективных классов наноматериалов. В настоящее время интенсивно исследуются линейные и нелинейные оптические свойства опаловых матриц, изменения коэффициента преломления, а также вариации интенсивности, поляризации и когерентности, происходящие при прохождении через матрицы мощного когерентного излучения [4]. Наибольший интерес вызывают свойства ансамблей различных микросфер и матриц как фотонных кристаллов. Введение в межсферические пустоты опаловых матриц наночастиц магнитных материалов стало одним из направлений их развития.

Высокочастотные и радиочастотные магнитные свойства ансамблей наночастиц имеют значительную специфику. Применение микроволновых методов исследования представляется

эффективным, поскольку последние дают возможность сравнительно просто оценить динамические и релаксационные параметры таких материалов. Опаловые матрицы считаются классом материалов, пригодных для создания сред с отрицательным показателем преломления. Осуществление так называемой «левой» среды с отрицательной действительной частью магнитной проницаемости возможно в области магнитных резонансов. Взаимодействие высокочастотных электромагнитных волн с магнитофотонными кристаллами, рассматриваемыми как метаматериалы, составляет наиболее актуальное направление в этой области. Обращается внимание на прикладные аспекты получения отрицательного показателя преломления на частотах миллиметрового диапазона с использованием явления магнитного резонанса [5, 6]. В [7] выполнен анализ условий существования отрицательного показателя преломления на микроволновых частотах и установлено, что допированные манганиты лантана в области магнитного резонанса являются примером материалов с отрицательным показателем преломления или двойной левой средой. Специальный класс метаматериалов составляют среды с близкой к нулю диэлектрической постоянной или так называемые ENZ (Epsilon-Near-Zero)-материалы. Эффект «сверхсвязи» (supercoupling) представляет один из ярких примеров аномального распространения волн в таких средах [8, 9]. Указанное явление представляет собой туннелирование волны через узкие каналы и изгибы, соединяющие два волновода в условиях, когда обычное прохождение волны невозможно.

В настоящей работе исследуются микроволновые резонансные явления в нанокompозите, содержащем либо наночастицы никель-цинкового, марганец-цинкового, или кобальт-цинкового ферритов в диэлектрической матрице – решетчатой упаковке субмикронных сфер SiO_2 . Никель-цинковый и другие ферриты-шпинели представляются подходящими материалами для заполнения благодаря удачному сочетанию свойств, таких как высокое удельное электросопротивление, малые диэлектрические потери, высокая температура Кюри и химическая стабильность.

Микроволновые свойства измерены на частотах миллиметрового диапазона. Изменения микроволнового сигнала, прошедшего через нанокompозит, происходят в основном из-за изменения поверхностного импеданса нанокompозита в условиях магнитного резонанса и из-за поглощения электромагнитной волны в нем. Исследованы магнитные резонансные явления в нанокompозитах и их влияние на коэффициенты отражения и прохождения через нанокompозит. В работе показано, что на частотах выше некоторой определенной для каждого материала наночастиц в полях, меньших резонансного, наблюдается еще и антирезонанс, который выражается в максимумах коэффициентов отражения и прохождения. Установлено, что антирезонанс соответствует минимуму коэффициента поглощения.

Анализ результатов ведется с учетом структурного и магнитного состояния материала. Осуществление эффективного взаимодействия микроволновых полей с наночастицами ферритов представляет интерес как для нахождения условий существования отрицательной действительной части магнитной проницаемости, так и для применения в электронных приборах сверхвысоких частот.

Синтез образцов опаловых матриц с диаметрами субмикронных сфер SiO_2 от 200 до 350 нм был описан в ряде работ, например в [10]. Нанокompозиты с внедренными наночастицами никель-цинкового, марганец-цинкового и кобальт-цинкового ферритов были также получены методом пропитки с последующей термической обработкой. Рентгенофазовый анализ показал, что во внесенном веществе большинство рефлексов относятся к фазам типа $(\text{Ni}_x\text{Zn}_{1-x})\text{Fe}_2\text{O}_4$ и $(\text{Mn}_x\text{Zn}_{1-x})\text{Fe}_2\text{O}_4$, имеющим кристаллическую структуру шпинели. На рис. 1 показана структура нанокompозита с частицами никель-цинкового феррита-шпинели, полученная методом электронной просвечивающей микроскопии. Частицы введенных фаз имеют неправильную форму и размеры от 5 до 70 нм. Объемная концентрация внесенных наночастиц не превышает 3–5%. В дальнейшем будем называть внедренный материал как феррит, например, никель-цинковый $\text{Ni}_{0,5}\text{Zn}_{0,5}\text{Fe}_2\text{O}_4$, несмотря на возможное присутствие в нем другой магнитной фазы. Сказанное относится и к нанокompозитам с марганец-цинковым и кобальт-цинковым ферритами.

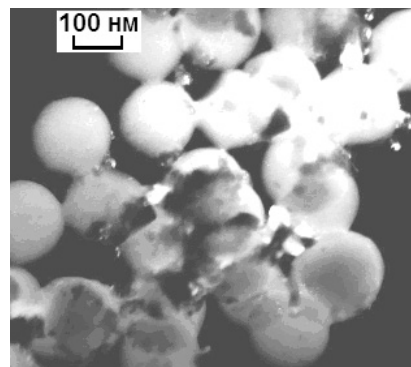


Рис. 1. Электронно-микроскопическое изображение структуры нанокompозита с частицами никель-цинковой шпинели

Магнитные измерения выполнены на установке MPMS-XL фирмы Quantum Design в интервале полей до 50 кЭ и при температурах от 2 до 300 К. Измерены кривые намагничивания и петли гистерезиса, а также температурная зависимость магнитного момента образца в поле напряженностью 10 кЭ. Магнитные свойства массивных образцов ферритов-шпинелей хорошо известны. Такие ферриты выпускаются серийно для целого ряда применений. Однако магнитные параметры опаловых матриц, содержащих наночастицы ферритов, могут существенно отличаться от свойств массивных образцов. Основное внимание в данной работе вызывает область частот и магнитных полей вблизи условий магнитного резонанса. Поэтому наибольший интерес представляет кривая намагничивания нанокompозитов, поскольку именно величина намагниченности определяет поле магнитного резонанса.

Кривые намагничивания для образца 3D-нанокompозита с частицами марганец-цинкового феррита $Mn_{0,5}Zn_{0,5}Fe_2O_4$ при нескольких температурах показаны на рис. 2. Кривые намагничивания не имеют полного насыщения в полях до 50 кЭ. Кроме этого, кривые намагничивания

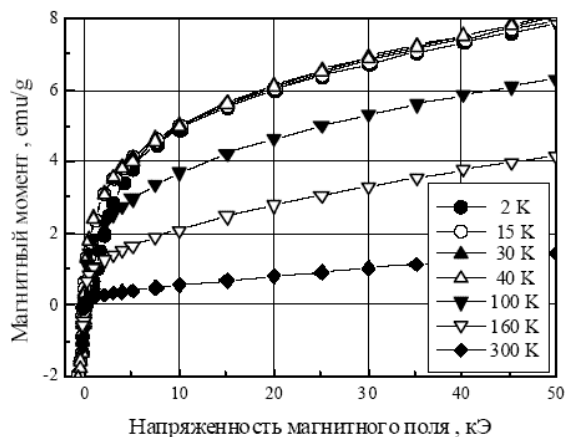


Рис. 2. Кривые намагничивания нанокompозита с частицами марганец-цинкового феррита $Mn_{0,5}Zn_{0,5}Fe_2O_4$, измеренные при разных температурах

имеют участок быстрого возрастания намагниченности в слабых полях. Указанные особенности кривых намагничивания позволяют сделать заключение, что исследуемые материалы обладают как ферромагнитным (точнее ферримангнитным) упорядочением, так и суперпарамагнитными свойствами. Наличие суперпарамагнитных свойств исследуемых материалов не является удивительным, поскольку частицы внесенных фаз имеют размеры менее 70 нм, а некоторая их часть имеет размеры менее 10 нм.

Микроволновые измерения выполнены в частотном диапазоне 26 – 38 ГГц с использованием прямоугольных резонаторов и стандартных волноводов, работающих на моде TE_{10} . Для выполнения микроволновых измерений образец помещался в волновод (рис. 3, а) или в прямоугольный резонатор (рис. 3, б). При этом образец длинной стороной размещался вдоль оси СВЧ-тракта при размещении в резонаторе и поперек тракта при размещении в волноводе. Внешнее постоянное магнитное поле H , создаваемое электромагнитом, прикладывалось перпендикулярно волновому вектору волны q . В случае, когда образец находится в волноводе, внешнее магнитное поле лежит в плоскости образца либо параллельно, либо перпендикулярно вектору микроволнового электрического поля E_{\perp} . Вектор H в этих случаях будет либо перпендикулярен микроволновому магнитному полю H_{\perp} , либо будет лежать в плоскости H_{\perp} соответственно. Во всем интервале частот осуществляется одномодовый режим. Для выполнения микроволновых измерений образец толщиной 1 мм помещался в волновод сечением $7,2 \times 3,6$ мм. Все микроволновые эксперименты выполнены при комнатной температуре.

Необходимость использования двух методик измерения микроволновых характеристик обусловлена следующими обстоятельствами. В резонаторе возможно выполнить измерения на частотах вблизи резонансных частот резонатора, каждая из которых соответствует определенной структуре электромагнитных полей. Резонатор включен в СВЧ-тракт каскадно. В условиях магнитного резонанса резко увеличивается поглощение электромагнитной энергии; полевая зависимость амплитуды принятого сигнала определяется резонансной зависимостью мнимой части магнитной проницаемости образца от напряженности внешнего постоянного магнитного поля. Вторая методика, в которой образец помещается в поперечное сечение волновода, имеет достоинство в том отношении, что частота волны может изменяться непрерывно во всем интервале, в котором распространяется волна TE_{10} . Два варианта расположения вектора внешнего постоянного магнитного поля (варианты (а) и (б) на рис. 3, а) дают возможность реализовать различную ориентацию полей и выявить разные типы резонансов.

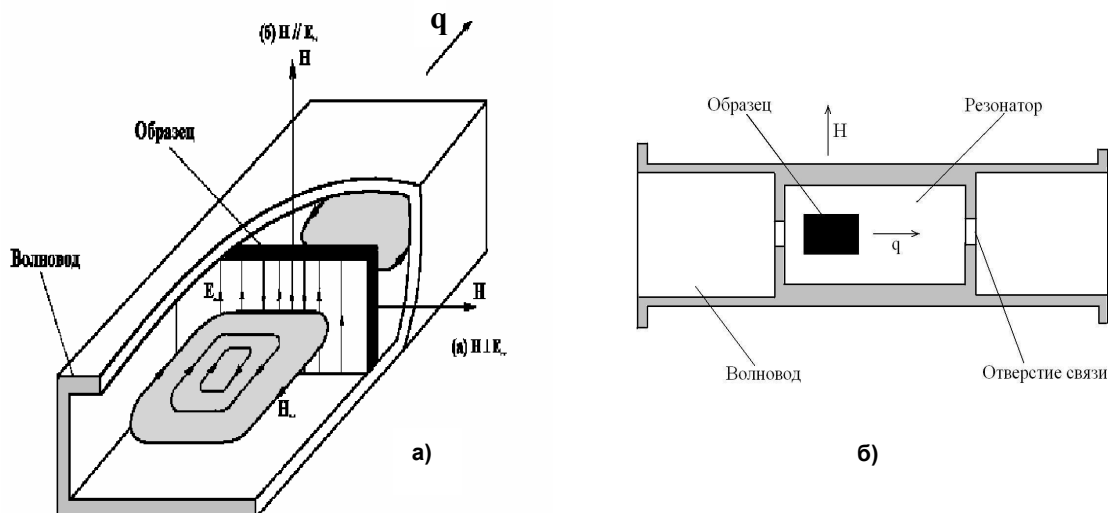


Рис. 3. Схема расположения образца в волноводе (а) и в резонаторе (б)

В микроволновых экспериментах с помощью измерителя КСВ и отражения P2-65 измерялись модули коэффициентов прохождения D и отражения R . Влияние внешнего постоянного магнитного поля на коэффициенты оценивалось относительным изменением во внешнем магнитном поле модуля коэффициента прохождения $d_m = [|D(H)| - |D(0)|] / |D(0)|$ и относительным изменением модуля коэффициента отражения $r_m = [|R(H)| - |R(0)|] / |R(0)|$, где $D(H)$, $R(H)$ – коэффициенты прохождения и отражения от образца, измеренные в поле H .

Целью проведенных микроволновых измерений с нанокompозитами с частицами ферритов-шпинелей было установление типов магнитных резонансов, которые могут осуществляться в магнитных нанокompозитах на основе опаловых матриц. Резонатор был включен в СВЧ-тракт каскадно, как это показано на рис. 3, б. При помещении образца в резонатор резонансные частоты уменьшаются, ширина резонансной линии увеличивается из-за микроволновых потерь в образце. Результаты измерения полевой зависимости амплитуды микроволнового сигнала для нанокompозита с частицами $Mn_{0,5}Zn_{0,5}Fe_2O_4$ показаны на рис. 4. Наблюдается одна широкая линия магнитного резонанса.

Аналогичные измерения были выполнены с нанокompозитом, содержащим частицы никель-цинкового феррита-шпинели $Ni_{0,5}Zn_{0,5}Fe_2O_4$, на нескольких собственных частотах резонатора. Результаты измерений приведены на рис. 5. На всех частотах в полях свыше 10 кЭ зарегистрировано резкое уменьшение прошедшего сигнала, связанное с магнитным резонансом в наночастицах феррита-шпинели. Однако поля в 12 кЭ оказалось недостаточно, чтобы достигнуть резонанса. Тем не менее, измерения показали, что изменения микроволнового сигнала в области резонанса велики, они достигают 50–60%. Уменьшение прошедшего сигнала следует связать с диссипацией, вызванной увеличением мнимой компоненты эффективной магнитной проницаемости. Можно отметить, что в полях, меньших резонансного, наблюдается некоторое увеличение прошедшего сигнала. Оно вызвано уменьшением поглощения в области полей, соответствующих переходу действительной части проницаемости через нуль, то есть в области антирезонанса.

Измерения в волноводе были выполнены по схеме, показанной на рис. 3, а. Как правило, использовалась конфигурация полей $H \perp H$ как более информативная. Сопоставление резуль-

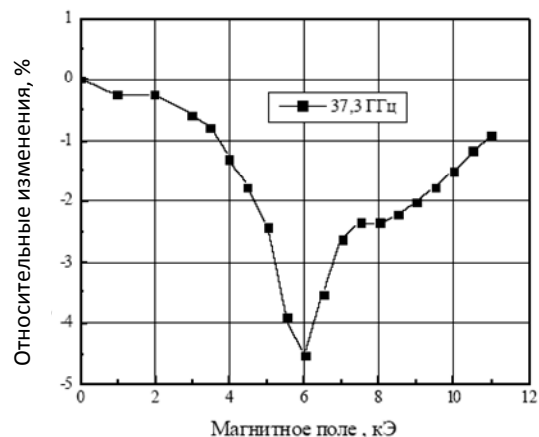


Рис. 4. Магнитный резонанс в опаловой матрице, содержащей марганец-цинковый феррит $Mn_{0,5}Zn_{0,5}Fe_2O_4$, измерения в резонаторе

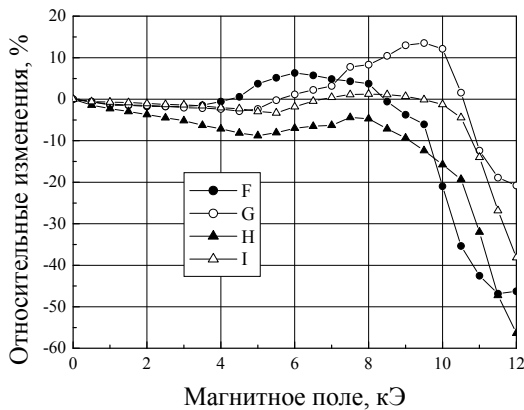


Рис. 5. Полевые зависимости микроволнового сигнала, прошедшего резонатор с образцом, содержащим наночастицы $\text{Ni}_{0,5}\text{Zn}_{0,5}\text{Fe}_2\text{O}_4$

Полевые зависимости изменений отраженного сигнала для образца, содержащего наночастицы никель-цинкового феррита, при $H \perp H_0$ показаны на рис. 7. Обращают на себя внимание очень большие, до 4 раз, изменения отраженного сигнала в максимуме, которые можно назвать гигантскими. Уменьшение сигнала в резонансе визуальнo на рис. 7 кажется менее значительным, но в действительности оно достигает -90% . Другими словами, в области резонанса отраженный сигнал уменьшается в 10 раз.

Рассмотрим прохождение и отражение волн от слабопроводящего ферромагнитного образца, помещенного в прямоугольный волновод. Полагаем, что выбран такой интервал частот, что в волноводе может распространяться только мода TE_{10} . Длина образца вдоль оси волновода равна d , поперечные размеры волновода a и b , причем a – это большая стенка волновода. Образец полностью занимает поперечное сечение волновода, как показано на рис. 3, а. Заполненный образец участок волновода – область 2 – имеет эквивалентное сопротивление Z_2 , а незаполненные участки – сопротивление Z_1 . Обозначим через β_2 комплексную постоянную распространения, $\beta_2 = \beta'_2 + i\beta''_2$. Комплексные коэффициенты прохождения D и отражения R выражаются следующими формулами из [11]:

$$D = \frac{1}{\text{ch}\beta_2 d + \frac{1}{2}(\xi + \xi^{-1})\text{sh}\beta_2 d}, \quad (1)$$

$$R = \frac{\frac{1}{2}(\xi - \xi^{-1})\text{sh}\beta_2 d}{\text{ch}\beta_2 d + \frac{1}{2}(\xi + \xi^{-1})\text{sh}\beta_2 d}, \quad (2)$$

где $\xi = Z_2/Z_1$.

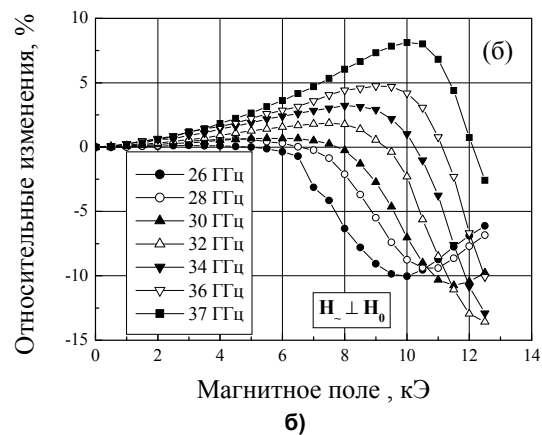
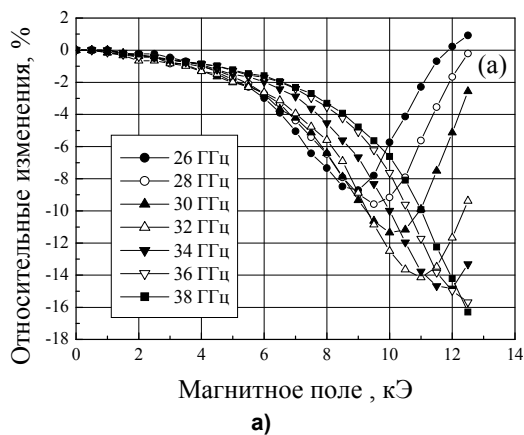


Рис. 6. Полевые зависимости относительных изменений коэффициента прохождения (а) и коэффициента отражения (б) для нанокompозита, содержащего частицы $\text{Co}_{0,35}\text{Zn}_{0,65}\text{Fe}_2\text{O}_4$ (толщина образца 1 мм)

татов измерения полевой зависимости коэффициентов прохождения и отражения для нанокompозита, содержащего частицы кобальт-цинкового феррита $\text{Co}_{0,35}\text{Zn}_{0,65}\text{Fe}_2\text{O}_4$, проведено на рис. 6. Полученные зависимости, измеренные на частотах до 30 ГГц, оказались похожи друг на друга как по величине изменений, так и по форме зависимости. На этих зависимостях присутствует только уменьшение коэффициента прохождения, вызванное резонансом. На более высоких частотах характер зависимостей становится несколько различным. Если на полевой зависимости прошедшего сигнала, по-прежнему, присутствует только резонансное уменьшение прошедшего сигнала, то в отраженном сигнале в полях, меньших резонансного, наблюдается максимум коэффициента отражения.

Эквивалентные сопротивления для основной моды волновода TE_{10} можно выразить через волновые сопротивления W_1 и W_2 [12]:

$$Z_1 = \frac{\pi b}{2a} W_1; \quad Z_2 = \frac{\pi b}{2a} W_2,$$

$$\text{где } W_1 = 120\pi / \left[1 - \left(\frac{c}{2af} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}; \quad W_2 = 120\pi \mu_{ef} / \left[\epsilon_{ef} \mu_{ef} - \left(\frac{c}{2af} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}.$$

Здесь ϵ_{ef} , μ_{ef} – некоторые эффективные диэлектрическая и магнитная проницаемости, c – скорость распространения электромагнитных волн в вакууме. Отметим, что в рассматриваемом случае нанокompозит со включениями металла не может рассматриваться как хороший проводник, поскольку глубина скин-слоя (4–5 мм на рассматриваемых частотах) значительно больше толщины образца 1 мм. Поэтому можно считать, что в наших экспериментальных условиях скин-эффект в распределении электромагнитного поля проявляется слабо. Малость размеров включений (10–80 нм) по сравнению с глубиной скин-слоя дает возможность использовать приближение однородной среды с эффективными проницаемостями.

Одной из основных целей данной работы является установление условий наблюдения и физической природы максимумов коэффициента отражения и прохождения. Ранее при изложении экспериментальных результатов было показано, что максимумы наблюдаются на частотах, превышающих некоторое значение. Сопоставление данных, полученных для 3D-нанокompозитов с частицами разных ферритов, например, $Ni_{0,5}Zn_{0,5}Fe_2O_4$ и $Ni_{0,35}Zn_{0,65}Fe_2O_4$ или $Co_{0,5}Zn_{0,5}Fe_2O_4$ и $Co_{0,35}Zn_{0,65}Fe_2O_4$, показало, что величина этой частоты различна в каждой паре нанокompозитов. При изложении результатов микроволновых измерений было высказано предположение, что максимум в коэффициенте отражения соответствует антирезонансу. Если это действительно так, то в явлении должны присутствовать две характерные черты: 1) максимум отражения наблюдается в области полей, где действительная часть магнитной проницаемости меняет знак; 2) максимум коэффициента отражения соответствует минимуму поглощенной мощности в образце. На образцах нанокompозитов были измерены частотные зависимости модулей коэффициентов прохождения и отражения. Результаты для нанокompозита, содержащего частицы марганец-цинковой шпинели $Mn_{0,5}Zn_{0,5}Fe_2O_4$, показаны на рис. 8.

Коэффициент прохождения с ростом частоты в целом увеличивается, а коэффициент отражения – уменьшается. Численные значения коэффициентов на рис. 8 даны по мощности. На каждой частоте это $D(H=0)$ и $R(H=0)$. Видно, что в исследованном частотном интервале эти коэффициенты одного порядка по величине.

То же зафиксировано для всех изученных нанокompозитов. На рис. 8 приведена также и частотная зависимость суммы этих коэффициентов. Разность $1 - [|D| + |R|]$ выражает долю поглощенной мощности. Ее можно выразить в децибелах и отнести на 1 мм толщины образца. Получится значение коэффициента поглощения в нулевом магнитном поле. Относительно этого значения можно отсчитывать изменения в магнитном поле. То есть для каждого значения поля H вычислять разность $1 - [|D(H)| + |R(H)|]$ и выражать ее в дБ/мм. Результат для нанокompозита с частицами $Ni_{0,5}Zn_{0,5}Fe_2O_4$ показан на рис. 9. На более низкой частоте на зависимости присутствует один максимум поглощения. Он реализуется в поле $H \approx 9$ кЭ и соответствует магнитному резонансу. На более высокой частоте 36 ГГц максимуму поглощения предшествует минимум. Он наблюдается в поле $H \approx 10,5$ кЭ.

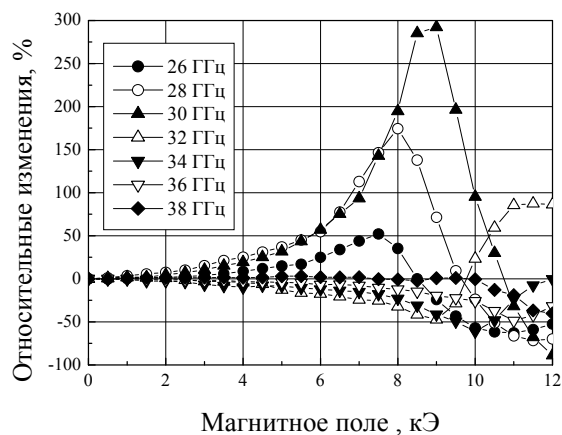


Рис. 7. Полевая зависимость коэффициента отражения для нанокompозита, содержащего частицы $Ni_{0,5}Zn_{0,5}Fe_2O_4$ (толщина образца 2 мм)

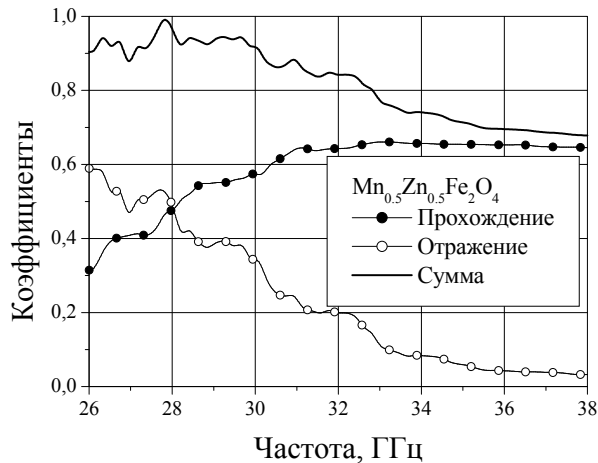


Рис. 8. Частотные зависимости модулей коэффициентов прохождения и отражения по мощности, а также их суммы для 3D-нанокompозита, содержащего частицы $Mn_{0,5}Zn_{0,5}Fe_2O_4$

ние импедансов ξ . Резонансные добавки вызваны поглощением волны в условиях магнитного резонанса, поэтому на полевых зависимостях коэффициентов прохождения и отражения наблюдается минимум.

Магнитный резонанс соответствует минимуму коэффициента прохождения. На рис. 10 положение минимумов для расчетной и экспериментальной зависимостей близкое и приходится на область $H \approx 8,2 \dots 8,4$ кЭ. На экспериментальной зависимости при полях, меньших поля резонанса, наблюдается максимум коэффициента прохождения, который соответствует минимуму поглощения волны, а именно антирезонансу. На частоте 26 ГГц положение максимума приходится на поле $H \approx 3,9$ кЭ. На расчетной зависимости антирезонанс отсутствует, поскольку в использованном для расчета простом варианте теории последний не может быть получен. Для правильного описания антирезонанса требуется использовать метод расчета, предполагающий существование в проводящем ферромагнетике нескольких (трех) собственных волн. Кроме того, нужно осуществить корректный учет условий закрепления спинов на границах образца. Столь подробный расчет представляет самостоятельную сложную задачу и выходит за рамки данной статьи.

Сопоставим поле антирезонанса, за которое примем поле максимума на полевой зависимости коэффициента прохождения и поле H_2 , в котором действительная часть магнитной проницаемости обращается в нуль; $Re(\mu) = 0$. Согласно [13] зависимость поля H_2 от частоты задается соотношением

$$H_2 = \sqrt{(\omega/\gamma)^2 + (2\pi M)^2} - 2\pi M. \quad (3)$$

При $f = 26$ ГГц $H_2 = 4,13$ кЭ, что близко к экспериментально наблюдаемому значению поля для максимума 3,9 кЭ. В области от поля антирезонанса резонанса 3,9 кЭ до поля резонанса $H \approx 8,5$ кЭ действительная часть магнитной проницаемости отрицательна. Отсюда следует, что наблюдаемый экспериментально максимум в коэффициентах прохождения и отражения действительно приходится на значение внешнего поля, в котором действительная часть магнитной проницаемости меняет знак. Зависимости действительной и мнимой частей эффективной магнитной проницаемости от напряженности магнитного поля, измеренные на частоте 26 ГГц в нанокompозите с частицами никель-цинкового феррита, показаны на рис. 11.

В целом, в данной работе изучены электромагнитные свойства 3D-нанокompозита на основе опаловой матрицы с внедренными в межсферические пустоты наночастицами ферритов-шпинелей. Экспериментально продемонстрировано эффективное взаимодействие электромагнитных волн с 3D-нанокompозитами. В миллиметровом диапазоне изменения коэффициентов прохождения через пластину нанокompозита и отражения от нее вызваны двумя физическими явлениями – магнитным резонансом и антирезонансом. Установлено, что спектры магнитного резонанса содержат акустическую ветвь.

Проведенный анализ позволяет понять, почему экспериментально измеренные полевые зависимости коэффициентов отражения и прохождения на рис. 9, 10 на низких частотах имеют сходный вид. В рассмотренной области миллиметровых волн значения этих коэффициентов, измеренные без внешнего магнитного поля, имеют один порядок величины, $|D(0)| \approx |R(0)|$. Резонансный вид экспериментально измеренных зависимостей $d_m(H)$ и $r_m(H)$ обусловлен тем, что компоненты тензора магнитной проницаемости μ и μ_a при выполнении условий магнитного резонанса получают добавки, резонансным образом зависящие от напряженности магнитного поля. Соответственно резонансные добавки получают постоянная распространения β_2 и отноше-

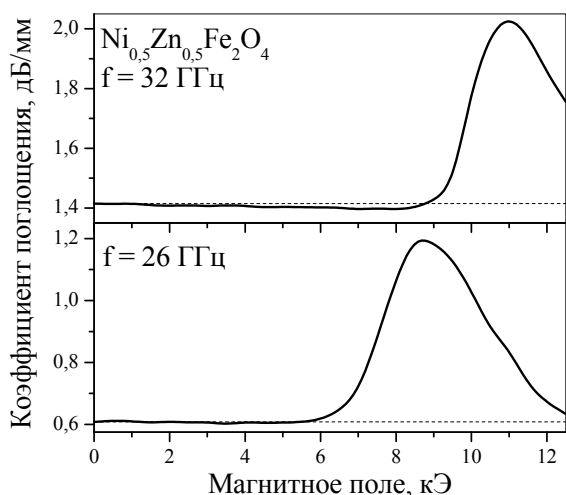


Рис. 9. Полевые зависимости коэффициентов поглощения для нанокompозита с частицами никель-цинкового феррита $\text{Ni}_{0,5}\text{Zn}_{0,5}\text{Fe}_2\text{O}_4$ на частотах 26 ГГц и 32 ГГц

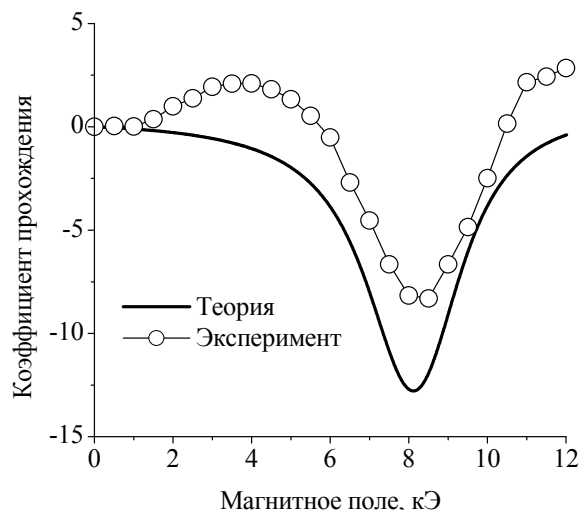


Рис. 10. Зависимости относительного изменения модуля коэффициента прохождения от напряженности магнитного поля

Измерена частотная зависимость коэффициентов прохождения и отражения от нанокompозитов при отсутствии внешнего магнитного поля. Было установлено, что в диапазоне частот от 26 до 38 ГГц коэффициент отражения в целом убывает, а коэффициент прохождения в целом возрастает при увеличении частоты волны. Разработан алгоритм расчета зависимости коэффициента прохождения от напряженности внешнего постоянного магнитного поля. Сопоставление расчетной и экспериментальной зависимостей показало, что в области магнитного резонанса, осуществляется разумное соответствие приведенных зависимостей.

Полученные результаты создают предпосылки для разработки управляемых магнитным полем высокочастотных устройств, работа которых будет основана на использовании микроволнового магнитного резонанса в магнитных нанокompозитах на основе опаловых матриц. Такие устройства конструктивно достаточно просты и могут быть весьма эффективны в работе. В работе установлено, что для получения наибольших изменений микроволнового сигнала следует осуществлять ориентацию полей $\mathbf{H} \perp \mathbf{H}_0$. Рассматриваемые материалы могут найти применение при создании управляемых аттенуаторов, фазовращателей и других устройств миллиметрового диапазона.

Работа выполнена при частичной поддержке проекта 12-М-23-2052.

Литература

1. Ozbay, E. *Microwave applications of photonic crystals* / E. Ozbay, B. Temelkuran, M. Bayindir // *Progress In Electromagnetics Research*. – 2003. – Vol. 41. – P. 185–209.
2. Ziolkowski, R.W. *Wave propagation in media having negative permittivity and permeability* / R.W. Ziolkowski, E. Heyman // *Phys. Rev. E*. – 2001. – Vol. 64. – P. 056625 (1–15).
3. Kong, J.A. *Electromagnetic wave interaction with stratified negative isotropic media* / J.A. Kong // *Progress In Electromagnetics Research*. – 2002. – Vol. 35. – P. 1–52.

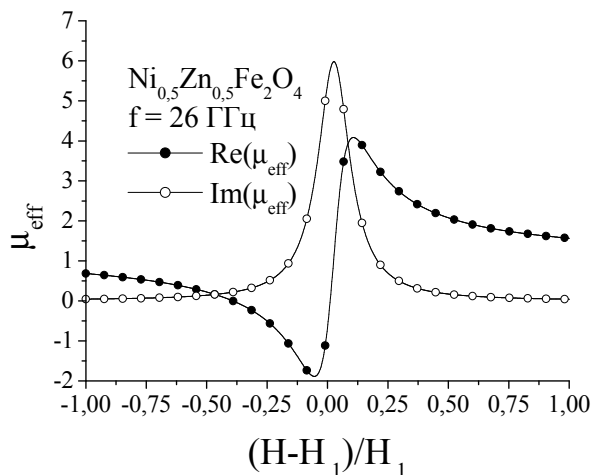


Рис. 11. Действительная и мнимая части магнитной восприимчивости нанокompозита с частицами $\text{Ni}_{0,5}\text{Zn}_{0,5}\text{Fe}_2\text{O}_4$, измеренная на частоте 26 ГГц

4. *Photonic glasses* / Ed. Fuxi Gan, Lei Xu. – Imperial College Press, 2006. – 460 p.
5. *Negative refraction in ferromagnet-superconductor superlattices* / A. Pimenov, A. Loidl, P. Przytlupski, B. Dabrowski // *Phys. Rev. Lett.* – 2005. – Vol. 95. – P. 247009 (1–4).
6. *Magnetotunable left-handed material consisting of yttrium iron garnet slab and metallic wires* / H. Zhao, J. Zhou, Q. Zhao et al. // *Appl. Phys. Lett.* – 2007. – Vol. 91. – P. 131107 (1–3).
7. *Negative refraction observed in a metallic ferromagnet in the gigahertz frequency range* / A. Pimenov, A. Loidl, K. Gehrke et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 2007. – Vol. 98. – P. 197401 (1–4).
8. *Silveirinha, M.G. Tunneling of electromagnetic energy through sub-wavelength channels and bends using epsilon-near-zero (ENZ) materials* / M.G. Silveirinha, N. Engheta // *Phys. Rev. Lett.* – 2006. – Vol. 97. – P. 157403.
9. *Experimental verification of epsilon-near-zero metamaterial coupling and energy squeezing using a microwave waveguide* / B. Edwards, A. Alu, M. Young et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 2008. – Vol. 100. – P. 033903.
10. *Металломагнитные диэлектрические нанокомпозиты на основе опаловых матриц* / М.И. Самойлович, А.Ф. Белянин, Н.И. Юрасов и др. // XII Междунар. науч.-техн. конф. «Высокие технологии в промышленности России (Материалы и устройства функциональной электроники и микрофотоники)». – М., 2006. – С. 32–39.
11. *Семенов, Н.А. Техническая электродинамика* / Н.А. Семенов. – М.: Связь, 1973. – 480 с.
12. *Лебедев, И.В. Техника и приборы СВЧ* / И.В. Лебедев. – М.: Высш. шк., 1970. – Т. 1. – 440 с.
13. *Гуревич, А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках* / А.Г. Гуревич. – М.: Наука, 1973. – 591 с.

Поступила в редакцию 16 августа 2012 г.

Ринкевич Анатолий Брониславович. Доктор физико-математических наук, заместитель директора, Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург. Область научных интересов – электродинамика сплошных сред, теория магнитных явлений, физическая акустика, обработка сигналов и изображений. Тел.: +7(343) 378-38-95; e-mail: rin@imp.uran.ru

Anatoly B. Rinkevich. Professor, PhD, the deputy director, Institute of Metal Physics UB RAS, Ekaterinburg. Professional interests – electrodynamics of continua, magnetism theory, physical acoustics, signal and image processing. Tel.: +7(343) 378-38-95; e-mail: rin@imp.uran.ru

Перов Дмитрий Владимирович. Кандидат технических наук, старший научный сотрудник, Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург. Область научных интересов – электродинамика сплошных сред, теория магнитных явлений, физическая акустика, обработка сигналов и изображений. Тел.: +7(343) 378-36-97; e-mail: peroff@imp.uran.ru

Dmitry V. Perov. PhD, senior scientist of Institute of Metal Physics UB RAS, Ekaterinburg. Professional interests – electrodynamics of continua, magnetism theory, physical acoustics, signal and image processing. Tel.: +7(343) 378-36-97; e-mail: peroff@imp.uran.ru

Самойлович Михаил Исаакович. Доктор технических наук, заведующий лабораторией, ОАО ЦНИТИ «Техномаш», г. Москва. Область научных интересов – физика твердого тела, искусственные гетероструктуры. Тел.: +7(495) 146-19-42; e-mail: samoylovich@technomash.ru

Mikhail I. Samoylovich. Professor, PhD, the head of a laboratory of Central Research Technological Institute “Technomash”, Moscow. Professional interests – solid state physics, artificial heterostructures. Tel.: +7(495) 146-19-42; e-mail: samoylovich@technomash.ru

Клещева Светлана Михайловна. Кандидат геолого-минералогических наук, старший научный сотрудник ОАО ЦНИТИ «Техномаш», г. Москва. Область научных интересов – химия твердого тела, искусственные гетероструктуры. Тел.: +7(495) 146-10-95; e-mail: samoylovich@technomash.ru

Svetlana M. Kleshcheva. PhD, senior scientist of Central Research Technological Institute “Technomash”, Moscow. Professional interests – solid state chemistry, artificial heterostructures. Tel.: +7(495) 146-10-95; e-mail: samoylovich@technomash.ru