

05

## Резонансные изменения микроволнового коэффициента преломления в пластинах иттриевого феррита-граната

© Е.А. Кузнецов,<sup>1,2</sup> А.Б. Ринкевич,<sup>1</sup> Д.В. Перов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН,  
620990 Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup> Российский государственный профессионально-педагогический университет,  
620012 Екатеринбург, Россия  
e-mail: kuzeag@mail.ru

Поступило в Редакцию 24 августа 2018 г.

В окончательной редакции 24 августа 2018 г.

Принято к публикации 19 ноября 2018 г.

Экспериментально и теоретически изучено влияние микроволновых резонансных явлений на комплексный коэффициент преломления в пластинах иттриевого феррита-граната на частотах от 26 до 38 GHz. При изменении магнитного поля обнаружены сильные изменения резонансного типа в коэффициентах прохождения и отражения. Установлено, что эти изменения обусловлены как высокой эффективностью взаимодействия электромагнитных волн миллиметрового диапазона с пластинами иттриевого феррита-граната, в частности, при достижении условия ферромагнитного резонанса, так и выполнением условий геометрических резонансов, когда на толщине пластины укладывается целое число половин или целое нечетное число четвертей длины волны. Предложен алгоритм расчета комплексного коэффициента преломления с учетом тензорного характера магнитной проницаемости иттриевого феррита-граната. Получены и проанализированы полевые и частотные зависимости комплексного коэффициента преломления. Проведено сопоставление величин полей геометрических резонансов экстремумам полевых зависимостей модулей коэффициентов отражения и прохождения.

DOI: 10.21883/JTF.2019.05.47468.324-18

### Введение

Ферриты нашли широкое применение при производстве СВЧ-устройств диапазона 1–110 GHz: циркуляторов, вентилях, резонаторов, фильтров, фазовращателей благодаря уникальным свойствам — большим значениям удельного сопротивления, высокой магнитной проницаемости и высокой температуре Кюри [1,2].

Первоначально применение в СВЧ-технике нашли ферриты-шпинели. В настоящее время разработчики многих устройств отдают предпочтение ферритам-гранатам — ферритам иттрия и лантаноидам, что обусловлено их наиболее низкими магнитными потерями [3]. Гранаты имеют сложную структуру и общую химическую формулу в виде  $R_3Fe_5O_{12}$ , где R — один из трехвалентных ионов редкоземельных элементов (Y, Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Sm или Eu) [4]. Эти материалы обладают поликристаллической структурой и производятся на основе керамической технологии. Важнейшей характеристикой их является весьма малая ширина линии ферромагнитного резонанса (ФМР) [5]. Следует отметить, что при экспериментальном определении ширины линии ферромагнитного резонанса  $\Delta H$  результат измерений зависит от качества полировки поверхности образца: чем выше класс обработки, тем уже линия ФМР [6]. Хотя ферриты-гранаты являются достаточно хорошо изученным материалом благодаря уникальным магнитным свойствам на СВЧ они еще

далеко не исчерпали своих возможностей. В настоящее время проводятся активные исследования таких явлений в тонких пленках железо-иттриевого феррита-граната (ЖИГ) как спиновые волны пар темных солитонов [7] и широкополосный динамический хаос в активном кольце [8].

Однако до настоящего времени не было проведено систематического исследования микроволнового коэффициента преломления ЖИГ. Определить микроволновой коэффициент можно по измерениям коэффициентов прохождения электромагнитных волн через пластину и отражения от нее. Исследование коэффициента преломления на микроволнах приобрело особое значение после того, как было выяснено, что этот коэффициент при определенных условиях может принимать аномальные значения, например, отрицательные или близкие к нулю [9]. Таким образом, весьма актуальной является задача изучения изменения микроволновых коэффициентов прохождения и отражения под действием постоянного магнитного поля и влияние этих изменений на поведение комплексного коэффициента преломления в условиях не только ФМР, но и геометрических резонансов, когда на толщине пластины укладывается целое нечетное число четверть или целое число полувольт. Ожидается, что совместное действие этих факторов может привести к экстраординарным изменениям коэффициентов прохождения и отражения.

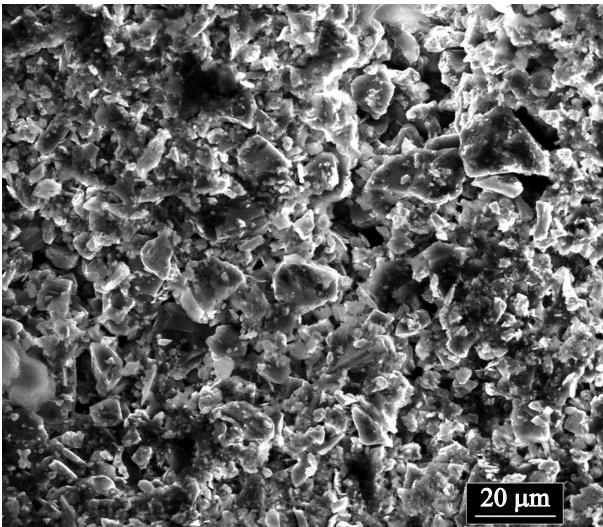


Рис. 1. Электронно-микроскопическое изображение образца № 1 толщиной 1.1 мм.

## Объекты исследования

В настоящей работе исследовались два поликристаллических образца иттриевого феррита-граната  $Y_3Fe_5O_{12}$ , синтезированные по золь-гелевой технологии из нитрата иттрия, нитрата железа и водного раствора лимонной кислоты в АО НИИ „Феррит-Домен“ из г. Санкт-Петербурга. Образец № 1 имеет полированную поверхность с шероховатостью  $\sim (1-2) \mu\text{m}$  и толщину  $d = 1.1 \text{ mm}$ , тогда как образец № 2 имеет шероховатую поверхность с максимальной шероховатостью около  $100 \mu\text{m}$  и толщиной  $d = 2.0 \text{ mm}$ . Микроструктурные исследования выполнены в Центре коллективного пользования ИФМ УрО РАН на сканирующем электронном микроскопе Quanta 200 с ускоряющим напряжением до 30 kV. Микроскоп оборудован системой Pegasus, позволяющей проводить исследования дифракции на обратном рассеянии электронов (EBSD). Микроструктура образца № 1, полученного при обратном рассеянии электронов с усилением 2000, показана на рис. 1. Средний размер зерна — от  $8-10 \mu\text{m}$ . Химический анализ образцов выполнен с помощью системы EDAX. Для образца № 1 был получен следующий состав: O — 54.6%, Fe — 29.3%, Y — 16.1%. Почти идентичный результат был получен для образца № 2: O — 53.8%, Fe — 27.3%, Y — 18.9%. Все эти результаты приблизительно соответствуют номинальному химическому составу  $Y_3Fe_5O_{12}$ , (O — 60.0%, Fe — 25.0%, Y — 15%).

## Методика микроволновых измерений и их результаты

Измерения были выполнены в полосе частот 26–38 GHz методом, развитым ранее и описанным в [10]. Образец размещен в поперечном сечении пря-

моугольного волновода и полностью его перекрывает. Волновод имеет размеры  $7.2 \times 3.4 \text{ mm}$  и работает на основной моде  $H_{10}$ . Для разделения прямых и обратных волн использованы направленные ответвители. Модули коэффициентов прохождения  $D$  и отражения  $R$  и их зависимости от внешнего магнитного поля измерены с помощью скалярного анализатора цепей. Их относительные изменения определены как  $d_m = [|D(H)| - |D(0)|]/|D(0)|$ , где  $|D(H)|$  — модуль коэффициента прохождения в магнитном поле  $H$ , и  $r_m = [|R(H)| - |R(0)|]/|R(0)|$ , где  $|R(H)|$  — модуль коэффициента отражения в постоянном магнитном поле  $H$ . Постоянное магнитное поле  $H$  лежит в плоскости пластины и направлено перпендикулярно к сверхвысокочастотному магнитному полю  $H_{\sim}$ ,  $H \perp H_{\sim}$ . Все микроволновые измерения выполнены при комнатной температуре.

В измерениях были получены anomalously большие — до +950% — относительные изменения в магнитном поле модулей коэффициентов прохождения  $d_m$  и отражения  $r_m$ . На рис. 2 показаны полевые зависимости коэффициентов отражения, прохождения и диссипации для образца № 2 на частоте 29 GHz. Диссипация  $\Delta$  рассчитывается из измеренных коэффициентов  $D$  и  $R$ :

$$\Delta = 1 - |D|^2 - |R|^2.$$

Параметр  $\Delta$  выражает долю мощности, поглощенную и рассеянную в образце. При увеличении магнитного поля от 0 до 8.4 kOe коэффициент отражения достигает минимума в 0.046, коэффициент прохождения — максимума 0.637 при локальном максимуме диссипации 0.317. В полях 9.6–9.8 kOe диссипация становится минимальной,  $\Delta = 0.013$ , как и коэффициент прохождения  $D = 0.054$ , а коэффициент отражения оказывается максимальным —  $R = 0.958$ . И, наконец, внутри интервала полей 10.4–10.8 kOe диссипация достигает максимума 0.697, коэффициент прохождения — минимума  $D = 0.003$  при локальном минимуме отражения

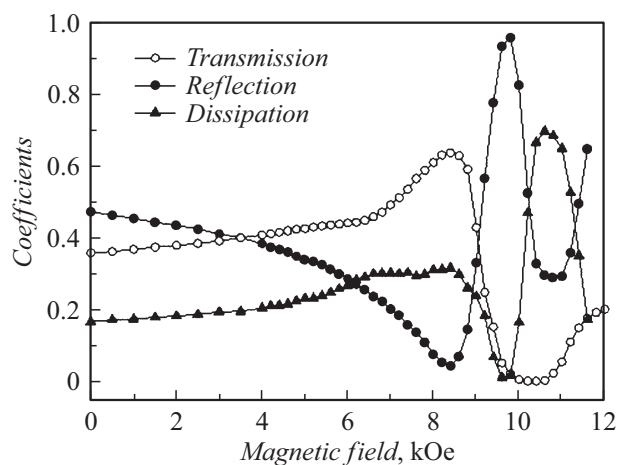


Рис. 2. Прохождение микроволн через пластину YIG образца № 2: сравнение полевых зависимостей коэффициентов прохождения, отражения и диссипации на частоте 29 GHz.

0.290; этот интервал соответствует условию ФМР. Итак, в интервале полей 0–12 кОе коэффициент отражения меняется в 21 раз, диссипации в 52 раза, а коэффициент прохождения — почти в 240 раз.

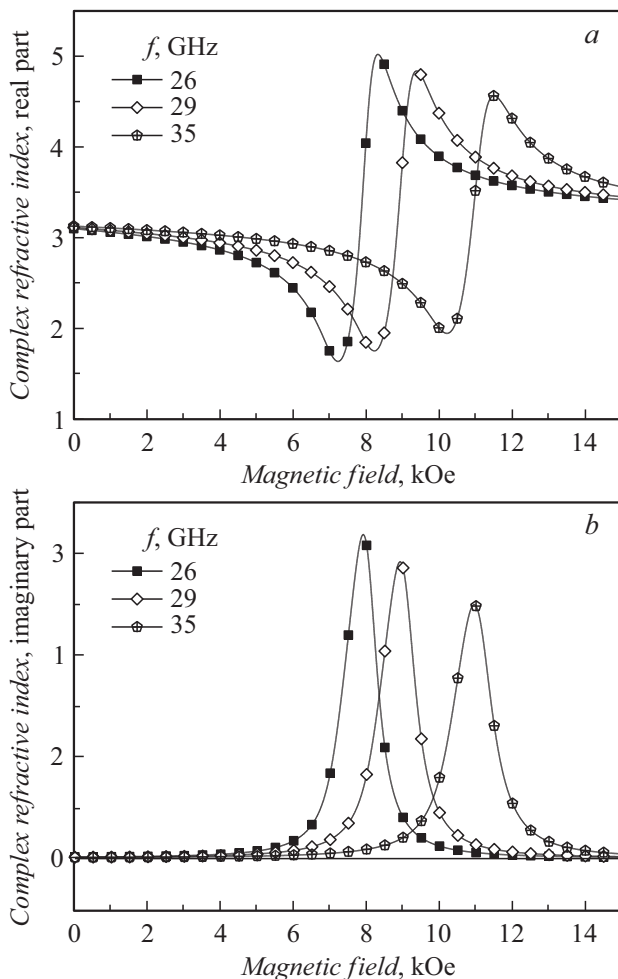
## Обсуждение

Вычисление комплексного коэффициента преломления было выполнено с использованием материальных констант: диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  и эффективной динамической магнитной проницаемости  $\mu_{\text{eff}}$ . Он определяется следующим образом:

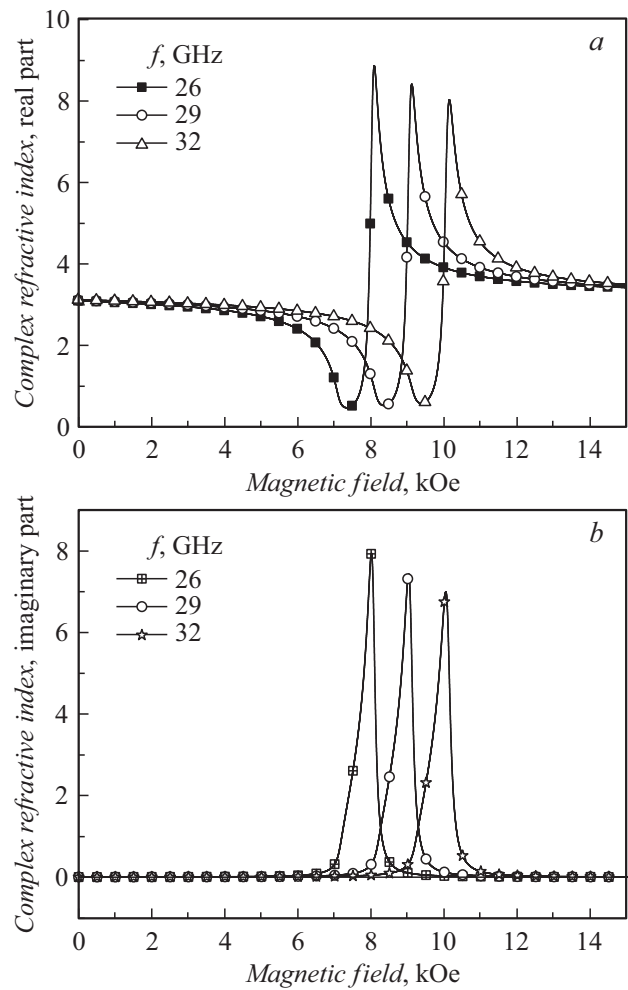
$$n = n' - in'' = \sqrt{\epsilon\mu_{\text{eff}}}, \quad (1)$$

где  $n'$  — коэффициент преломления и  $n''$  — коэффициент поглощения.

Для нахождения комплексной диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  использовался алгоритм ее восстановления с помощью вычисления разности между модулями теоретических и экспериментальных частотных зависимостей коэффициентов прохождения и отражения, описанный



**Рис. 3.** Полевые зависимости комплексного коэффициента преломления микроволн в образце № 2: *a* — действительная часть, *b* — мнимая часть.



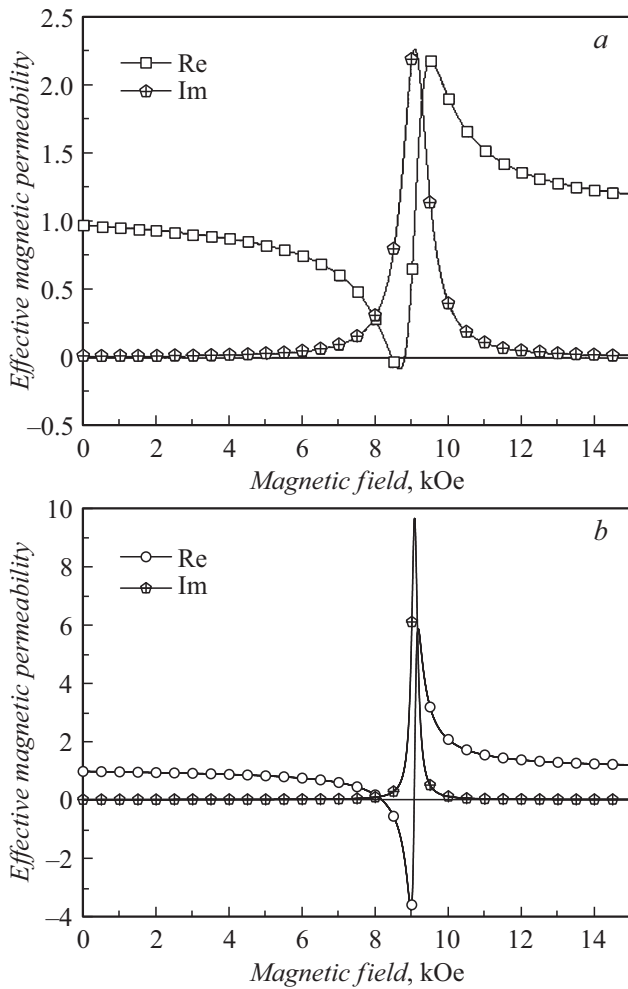
**Рис. 4.** Полевые зависимости комплексного коэффициента преломления микроволн в образце № 1: *a* — действительная часть, *b* — мнимая часть.

в [10]. Затем применялся метод наименьших квадратов для минимизации этой разности. Было получено, что вещественная часть комплексной диэлектрической проницаемости  $\epsilon' = 10.8$ , а мнимая часть  $\epsilon''$  много меньше, чем вещественная,  $\epsilon'' \ll \epsilon'$ . Мы далее полагаем значение  $\epsilon'$  постоянным, не зависящим от магнитного поля.

Магнитная проницаемость ЖИГ в магнитном поле есть величина тензорная. В наших экспериментальных условиях волновой вектор перпендикулярен вектору напряженности постоянного магнитного поля и плоскости пластины образца,  $\mathbf{q} \perp \mathbf{H}_0$ , и эффективная магнитная проницаемость  $\mu_{\text{eff}}$  может быть выражена через компоненты тензора динамической проницаемости [5]:

$$\mu_{\text{eff}} = \mu - \frac{\mu_a^2}{\mu}. \quad (2)$$

В формуле (2)  $\mu$  — диагональные и  $\mu_a$  — недиагональные компоненты тензора магнитной проницаемости.



**Рис. 5.** Полевые зависимости комплексной эффективной магнитной проницаемости на частоте 29 GHz: *a* — образца № 2, *b* — образца № 1.

Чтобы вычислить эффективную магнитную проницаемость, нужны частотные зависимости и зависимости компонент  $\mu$  и  $\mu_a$  от магнитного поля, выраженные в явной форме. Для оценки достаточно предположить обычную лоренцеву форму зависимостей.

Далее воспользуемся выражением для тензора динамической магнитной проницаемости [5]:

$$\vec{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & i\mu_a & 0 \\ -i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{||} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где  $\mu = 1 + 4\pi\chi$ ,  $\mu = 4\pi\chi_a$  и  $\mu_{||} = 1 + 4\pi\chi_{||}$ . Динамическая магнитная восприимчивость здесь выражена в виде

$$\chi = \chi' - i\chi'' = \gamma M_0 \times \frac{\omega_H[\omega_H^2 - (1 - \alpha^2)\omega^2] - i\alpha\omega[\omega_H^2 + (1 + \alpha^2)\omega^2]}{L}, \quad (4a)$$

$$\chi_a = \chi'_a - i\chi''_a = \gamma M_0 \omega \frac{[\omega_H^2 - (1 + \alpha^2)\omega^2] - i2\alpha\omega\omega_H}{L}, \quad (4б)$$

$$\chi_{||} = -\frac{i\alpha\gamma M_0}{\omega - i\alpha\omega_H}, \quad (4в)$$

где  $L = [\omega_H^2 - (1 + \alpha^2)\omega^2]^2 + 4\alpha^2\omega^2\omega_H^2$ ,  $\gamma = (g|e|)/(2mc)$  — гиромагнитное отношение,  $g$  — коэффициент спектроскопического расщепления,  $e$  — электрический заряд электрона,  $m$  — эффективная масса электрона,  $c$  — скорость распространения электромагнитной волны в вакууме,  $\omega_H = \gamma H_0$ ,  $\alpha$  — безразмерный параметр затухания в уравнении Ландау–Лифшица–Гильберта и  $M_0$  — намагниченность насыщения [5]. Ширина линии ферромагнитного резонанса  $\Delta H$  определялась из эксперимента. Для граната  $Y_3Fe_5O_{12}$  намагниченность насыщения  $4\pi M_0 = 1750$  G. Параметр затухания определялся по ширине пика коэффициента диссипации и составил для образца № 2  $\alpha = 0.043$ , а для образца № 1  $\alpha = 0.01$ .

На рис. 3 и 4 приведены полевые зависимости для комплексного коэффициента преломления  $n$ , а на рис. 5 — полевые зависимости для комплексной эффективной магнитной проницаемости  $\mu_{\text{эф}}$ . Зависимости действительных частей показателя преломления имеют вид резонансных кривых, положение которых по оси абсцисс смещается в область более сильных полей при увеличении частоты. Зависимости мнимых частей показателя преломления имеют вид резонансных максимумов. Разумеется, полученные резонансные зависимости коэффициента преломления — это результат изменения динамической магнитной проницаемости при ФМР. Поскольку, как уже упоминалось, образцы различаются не только толщиной, но и качеством обработки поверхности, ширина пика мнимой части эффективной магнитной проницаемости и соответственно коэффициента преломления для образца № 1 меньше, а высота его больше. Действительные части  $\mu_{\text{эф}}$  и  $n$  также сильнее изменяются у образца № 1.

Весьма интересным результатом является то, что у образца № 1 в диапазоне магнитных полей, меньших поля ФМР, вещественная часть комплексного коэффициента преломления становится меньше единицы,  $n' < 1$ . Эти аномальные значения показателя преломления получились в результате сильных изменений  $\mu_{\text{эф}}$ . Возникает вопрос, не подобен ли ЖИГ при условии  $n' < 1$  так называемому ENZ-материалу [11]? В обоих случаях действительная часть показателя преломления положительна, но меньше единицы. Для ENZ-материала это необычное значение показателя преломления достигается за счет малой действительной части диэлектрической проницаемости. В нашем случае диэлектрическая проницаемость велика  $|\epsilon'| \gg 1$ , а необычное значение  $n'$  достигается благодаря изменениям магнитной проницаемости, причем в условиях сильного поглощения. Из-за сильного поглощения между нашим случаем и ENZ-материалами нет прямой аналогии, подобно работе [12]. Отметим, что в нашем случае не следует



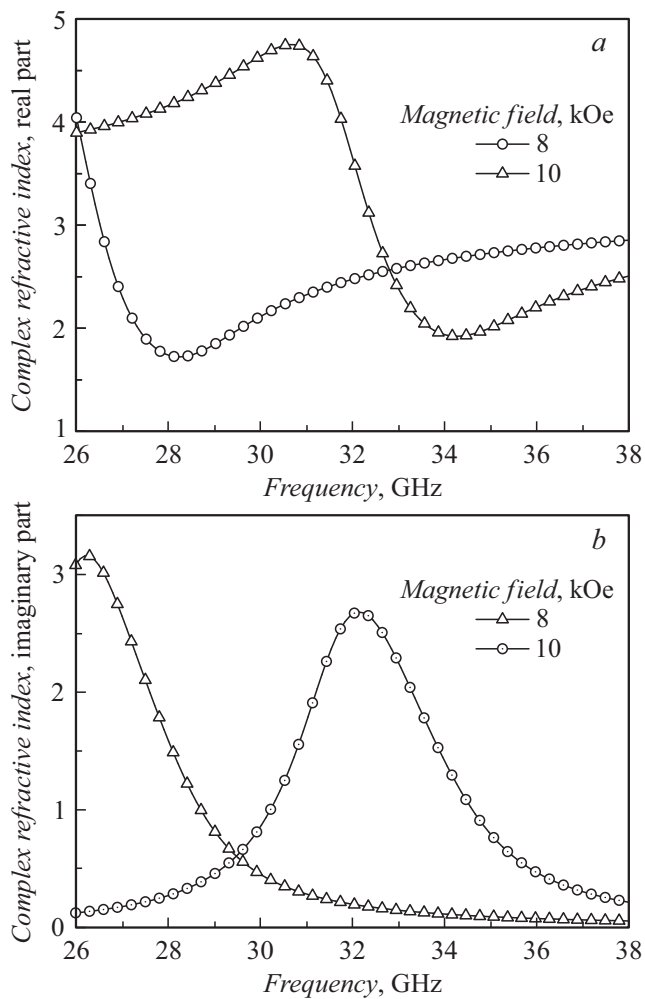


Рис. 6. Частотные зависимости комплексного коэффициента преломления микроволн в образце № 2 в магнитных полях 8 и 10 кОе: *a* — действительная часть, *b* — мнимая часть.

ожидать, что изменениями параметров можно добиться отрицательных значений показателя преломления  $n' < 0$ . Действительно, отрицательный знак у показателя преломления получается, если действительные части обеих материальных постоянных — и диэлектрической, и магнитной проницаемостей — отрицательны, т.е. в „double left-handed media“ [9]. В нашем случае диэлектрическая проницаемость положительна.

На рис. 6 приведены частотные зависимости  $n$ , измеренные в разных полях и имеющие немонотонный характер изменения. Немонотонные изменения коэффициентов отражения и прохождения обусловлены как высокой эффективностью взаимодействия электромагнитных волн миллиметрового диапазона с пластинами иттриевого феррита-граната, особенно в условиях ФМР, так и выполнением условий геометрических резонансов, когда на толщине пластины укладывается целое нечетное число четверть и целое число полуволн. Выполнение условий геометрических резонансов соответствует установлению стоячих волн в пластине.

Проанализируем особенности поведения этих коэффициентов для образца № 2 (рис. 7, *a, b*). Налицо подобие качественного характера экспериментальных и расчетных зависимостей. Количественного согласия нет из-за того, что рассчитанное и экспериментально измеренное поле ФМР отличаются друг от друга, возможно, из-за пористости в образце и из-за влияния размагничивающего фактора образца. На рисунках отмечено положение геометрических резонансов, когда  $d = \lambda/2$  и  $3\lambda/4$ . Под величиной  $\lambda$  мы понимаем длину электромагнитной волны в волноводе при выбранной частоте и данном значении магнитного поля. Наличие двух полей, при которых выполняется условие резонанса  $d = \lambda/2$ , вызвано немонотонным изменением действительной части комплексной магнитной проницаемости  $\mu'$  (рис. 5, *a*).

Максимум коэффициента прохождения  $D$  и минимум коэффициента отражения  $R$  вблизи поля  $H = 6.2$  кОе обусловлены геометрическим резонансом  $d = \lambda/2$ , при

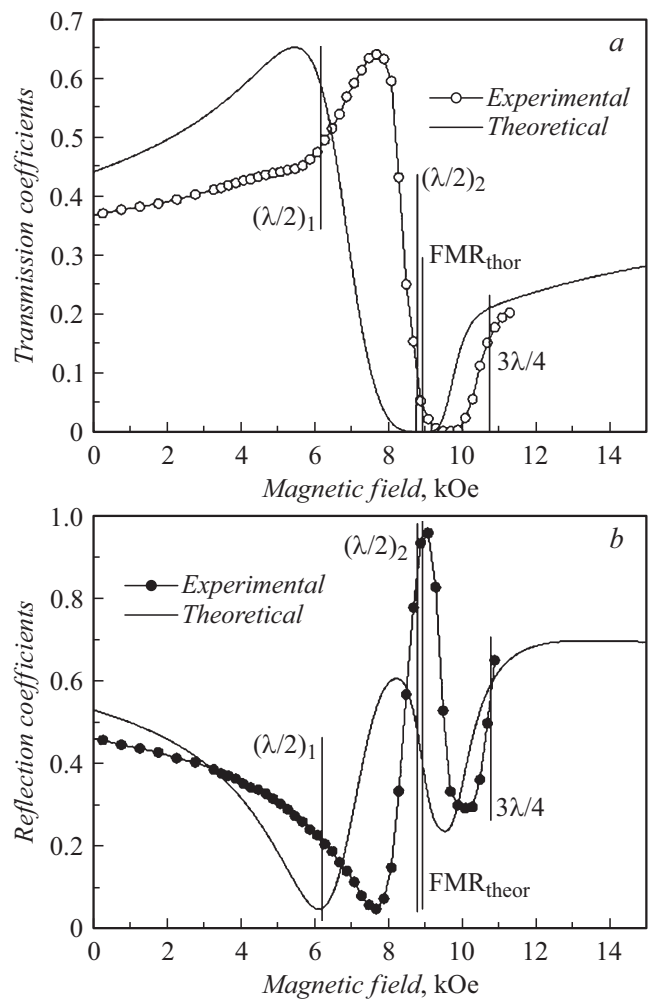


Рис. 7. Прохождение микроволн через пластину YIG образца № 2: сравнение экспериментальных и теоретических полевых зависимостей коэффициентов прохождения (*a*) и отражения (*b*) на частоте 29 GHz с указанием теоретических значений полей геометрических резонансов и поля ФМР.

этом модуль отношения входных импедансов волновода и пластины ЖИГ  $\xi = |Z_{in1}/Z_{in2}| \approx 1.54$ .

При  $H \approx 8.8$  кОе еще раз выполняется условие резонанса  $d = \lambda/2$ . При этом условии обычно достигается большая величина коэффициента прохождения [13]. Однако у нас из-за немоного изменения  $\mu'$  велико отношение импедансов  $\xi \approx 3.76$  и получается довольно большое отражение  $R \approx 0.48$  (мы сравниваем коэффициенты в условиях геометрических резонансов с расчетной кривой).

В области ФМР при  $H \approx 9.1$  кОе видны минимумы  $D$  и  $R$  из-за большого поглощения. Сравнение опять ведется с расчетной зависимостью. Из рис. 5, а видно, что  $\mu''_{eff}$  в этом поле достигает максимума.

В поле  $H \approx 10.8$  кОе выполняется условие  $d = 3\lambda/4$ . Это условие обычно соответствует минимуму отражения [13]. В нашем случае из-за изменения эффективной магнитной проницаемости отношение входных импедансов достигает большой величины  $\xi \approx 8-8.75$ . Поэтому неудивительно, что коэффициент отражения велик,  $R \approx 0.6-0.7$ .

## Заключение

Экспериментально и теоретически исследовано влияние микроволновых резонансных явлений на комплексный коэффициент преломления в пластинах иттриевого феррита-граната на частотах от 26 до 38 GHz двух образцов  $Y_3Fe_5O_{12}$ .

Разработан алгоритм расчета комплексного коэффициента преломления  $n$  при падении электромагнитной волны на пластину ферромагнитного диэлектрика, помещенного в магнитное поле, с учетом тензорного характера магнитной проницаемости.

Получены и проанализированы полевые и частотные зависимости комплексного коэффициента преломления. Показано, что большие изменения коэффициентов отражения и прохождения приводят к большим изменениям комплексного коэффициента преломления. Физическими причинами его больших изменений являются ферромагнитный резонанс и выполнение условий геометрических резонансов  $d = \lambda/2$  и  $d = 3\lambda/4$ .

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 17-12-01002 „Показатель преломления неоднородных сред в магнитном поле и неоднородность микроволнового поля“. Электронно-микроскопические исследования выполнены в Центре коллективного пользования ИФМ УрО РАН.

## Список литературы

- [1] Özgür Ü., Alivov Y., Morkoç H. // J. Mater. Sci.: Materials in Electronics. 2009. Vol. 20. N 9. P. 789–834.
- [2] Harris V.G. // IEEE Trans. Mag. 2012. Vol. 48. P. 1075–1104.

- [3] Мартынов М.И., Никитин А.А., Устинов А.Б., Калинин Б.А. Исследование спин-волнового согласованного фильтра на пленке железо-иттриевого граната. Всероссийская научно-техническая конф. „Электроника и микроэлектроника СВЧ“. СПб., СПбГЭТУ, 1–4 июня, 2015. С. 130–134.
- [4] Яковлев Ю.М., Генделев С.Ш. Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике / Под ред. Г.А. Матвеева. М.: Советское радио, 1975. 360 с.
- [5] Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит, 1994. 464 с.
- [6] Устинов А., Кочемасов В., Хасьянова Е. // Электроника. 2015. № 8 (00148). С. 86–92.
- [7] Wang Z., Cherkasskii M., Kalinikos V.A., Wu M. // Phys. Rev. B. 2015. 91. article 174418.
- [8] Kondrashov A., Ustinov A., Cherkasskii M., Kalinikos V.A., Demokritov S.O. Broadband Dynamical Chaos in Active Ring Based on Metalized YIG Film // 8th Joint European Magnetics Symposia, 21–26 August 2016, Glasgow UK.
- [9] Electromagnetic Metamaterials: Physics and Engineering Explorations / Ed. by Nader Engheta, R.W. Ziolkowski, Wiley-IEEE Press, 2006. 440 p.
- [10] Rinkevich A.B., Samoilovich M.I., Klescheva S.M., Perov D.V., Burkhanov A.M., Kuznetsov E.A. // IEEE Transactions on Nanotechnology. 2014. Vol. 13. N 1. P. 3–9.
- [11] Silveirinha M.G., Engheta N. // Phys. Rev. Lett. 2006. Vol. 97. P. 157403 (1–4).
- [12] Rinkevich A.B., Perov D.V., Samoilovich M.I., Klescheva S.M. // Metamaterials. 2012. Vol. 6. N 1–2. P. 27–36.
- [13] Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Изд-во АН СССР, 1957. 504 с.