

## Невзаимность в распространении микроволн в системе [(CoFe)/Cu]/(glass)

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

<sup>1</sup> Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН,  
620108 Екатеринбург, Россия

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

Поступило в Редакцию 25 июля 2022 г.

В окончательной редакции 6 сентября 2022 г.

Принято к публикации 9 сентября 2022 г.

Исследовано распространение микроволн через систему диэлектрическая подложка/металлическая сверхрешетка [(CoFe)/Cu]. Измерены частотные зависимости коэффициентов прохождения и отражения при нормальном падении волн на систему в двух противоположных направлениях. Изучено влияние толщины подложки на величину микроволнового гигантского магниторезистивного эффекта в отражении и на невзаимность в системе. Исследовано влияние внешнего магнитного поля на параметр невзаимности. Установлено, что в условиях осуществления невзаимности микроволновой гигантский магниторезистивный эффект в отражении волны значительно увеличивается.

**Ключевые слова:** металлические сверхрешетки, микроволновой гигантский магниторезистивный эффект, микроволны, коэффициенты прохождения и отражения, невзаимность.

DOI: 10.21883/JTF.2022.12.53759.189-22

### Введение

Теорема взаимности широко применяется при рассмотрении распространения света и микроволн [1]. В работе [2] проведен анализ условий выполнения теоремы взаимности для волн, распространяющихся в материальной среде, в том числе и в намагниченной. Теорема выполняется, в частности, для бездиссипативной среды, у которой тензоры диэлектрической и магнитной восприимчивостей симметричны, но могут изменяться в пространстве. Известно несколько видов невзаимности при распространении волн. Невзаимность может проявляться в амплитуде, фазе и поляризации волн. Фазовая невзаимность осуществляется при взаимодействии света с бегущей ультразвуковой волной [3]. Фазовая и амплитудная невзаимности рассчитаны для световых волн при акустооптическом взаимодействии в гиротропных кубических кристаллах, причем параметр гиротропии оказывает существенное влияние [4]. С невзаимностью связаны несколько интересных эффектов, наблюдающихся в микроволновом диапазоне. В частности, наблюдалась невзаимность в возбуждении микрополосковой антенной спиновых волноводных мод [5]. Изменение направления магнитного поля на противоположное изменяет направление преимущественного возбуждения спиновых волн. Показано, что присутствие межслоевого взаимодействия антиферромагнитного типа в наноструктуре может значительно усилить невзаимность в распространении спиновых волн [6]. Предпринимались попытки уменьшить затухание спиновых волн, что важно для наблюдения невзаимности [7,8]. Известно, что невзаимные элементы,

такие как вентиль и гиратор, нашли достаточно широкое применение в технике сверхвысоких частот [9–12].

Благодаря эффекту гигантского магнитосопротивления (GMR) магнитные металлические наноструктуры [13–16] используются в сенсорах, жестких дисках, микроволновых приборах. Существование эффекта GMR в волне, отраженной от наноструктуры, было обнаружено в диапазонах сантиметровых и миллиметровых волн в работе [17]. Этот эффект, получивший при использовании микроволн аббревиатуру  $\mu$ GMR, был тщательно исследован для сверхрешеток [18–20] и спиновых клапанов [21].

Составная система сверхрешетка/диэлектрическая подложка из-за диссипации волн не удовлетворяет условиям теоремы взаимности, и в ней может наблюдаться невзаимность. Исследование такой невзаимности составляет основную цель настоящей работы. На частотах миллиметрового диапазона исследованы зависимости коэффициентов прохождения и отражения волн от частоты и внешнего магнитного поля при двух противоположных направлениях распространения. Эксперименты показали, что невзаимность в амплитуде коэффициента отражения может изменяться в зависимости от магнитного поля. Кроме этого, есть основания ожидать, что  $\mu$ GMR в отраженной волне может значительно увеличиться, если волна падает сначала на диэлектрическую подложку, по сравнению со случаем падения волны непосредственно на металлическую сверхрешетку. Увеличение достигается на частотах, когда толщина подложки кратна четверти длины волны, за счет возникновения стоячих волн в подложке и за счет меньшего коэффициента отраже-

ния от диэлектрической подложки. Материал настоящей работы изложен в следующей последовательности. Сначала получены и проанализированы формулы для коэффициентов прохождения и отражения для системы сверхрешетка/диэлектрическая подложка. Затем приводятся сведения об использованных образцах и методах измерений. Далее изложены результаты микроволновых измерений с основным вниманием к эффектам невзаимности. В обсуждении проводится сопоставление результатов микроволновых экспериментов и расчетов. В заключении перечислены основные результаты настоящей работы.

### 1. Формулы для коэффициентов прохождения и отражения и их анализ

Задача о распространении и отражении волн от системы плоскопараллельных слоев, состоящих из различных сред, была рассмотрена в [22]. Заметим, что в рассматриваемой системе нумерация сред, согласно [22], принята справа налево, в то время как падающая волна распространяется слева направо. Комплексные коэффициенты отражения  $\dot{R}$  и прохождения  $\dot{T}$  для системы, состоящей из двух полупространств и  $N-2$  слоев, определяются соотношениями

$$\dot{R} = \frac{\dot{Z}_{in}^{(N-1)} - Z_N}{\dot{Z}_{in}^{(N-1)} + Z_N}, \tag{1}$$

$$\dot{T} = \frac{2Z_1}{Z_1 + \dot{Z}_2} \prod_{j=2}^{N-1} \left[ \frac{\dot{Z}_{in}^{(j)} - \dot{Z}_j}{\dot{Z}_{in}^{(j)} + \dot{Z}_{j+1}} \exp(-i\phi_j) \right], \tag{2}$$

где

$$\dot{Z}_{in}^{(j)} = \dot{Z}_j \frac{\dot{Z}_{in}^{(j-1)} + i\dot{Z}_j \tan \phi_j}{\dot{Z}_j + i\dot{Z}_{in}^{(j-1)} \tan \phi_j} \tag{3}$$

— входной импеданс, определяемый на  $j$ -ой границе (между средами с номерами  $j$  и  $(j + 1)$ , причем  $Z^{(1)}_{in}$ ;  $\phi_j = k_j d_j$  — комплексная фаза для слоев с индексами  $j = 2, 3, \dots, N-1$ ,  $d_j$  — толщины соответствующих слоев. Точка над обозначением физической величины указывает на то, что данная величина является комплексной.

Далее рассмотрим прохождение электромагнитных волн через систему из двух плоскопараллельных слоев, т.е. при  $N = 4$  (рис. 1).

Предположим, что оба полупространства (среды 1 и 4) имеют одинаковые электрические и магнитные параметры, а, следовательно, и импедансы, и волновые числа:  $Z_4 = Z_1$ ,  $k_4 = k_1$ . Тогда входные импедансы, определяемые на трех границах рассматриваемой системы, согласно выражению (3), будут иметь вид

$$Z^{(1)}_{in} = Z_1, \tag{4}$$

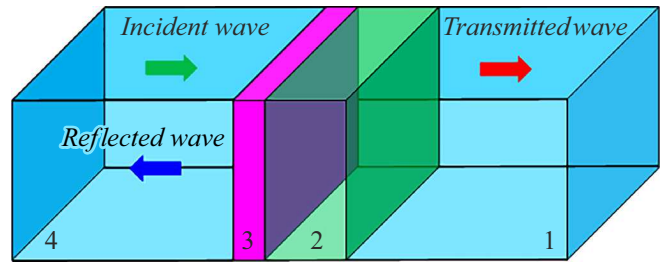


Рис. 1. Схема нумерации слоев в задаче о распространении волн в слоистой системе.

$$\dot{Z}_{in}^{(2)} = \dot{Z}_2 \frac{\dot{Z}_{in}^{(1)} + i\dot{Z}_2 \tan \phi_2}{\dot{Z}_2 + i\dot{Z}_{in}^{(1)} \tan \phi_2} = \dot{Z}_2 \frac{Z_1 + i\dot{Z}_2 \tan \phi_2}{\dot{Z}_2 + iZ_1 \tan \phi_2}, \tag{5}$$

$$\begin{aligned} \dot{Z}_{in}^{(3)} &= \dot{Z}_3 \frac{\dot{Z}_{in}^{(2)} + i\dot{Z}_3 \tan \phi_3}{\dot{Z}_3 + i\dot{Z}_{in}^{(2)} \tan \phi_3} \\ &= \dot{Z}_3 \frac{Z_1(\dot{Z}_2 - \dot{Z}_3 \tan \phi_2 \tan \phi_3) + i\dot{Z}_2(\dot{Z}_2 \tan \phi_2 + \dot{Z}_3 \tan \phi_3)}{\dot{Z}_2(\dot{Z}_3 - \dot{Z}_2 \tan \phi_2 \tan \phi_3) + iZ_1(\dot{Z}_3 \tan \phi_2 + \dot{Z}_2 \tan \phi_3)}. \end{aligned} \tag{6}$$

Используя соотношения (5), (6), можно получить следующее выражение для коэффициента прохождения:

$$\dot{T} = \frac{2Z_1 \dot{Z}_2 \dot{Z}_3 (1 + i \tan \phi_2)(1 + i \tan \phi_3) \exp[-i(\phi_2 + \phi_3)]}{Z_1(2\dot{Z}_2 \dot{Z}_3 - (\dot{Z}_2^2 + \dot{Z}_3^2) \tan \phi_2 \tan \phi_3) + i(\dot{Z}_3(Z_1^2 + \dot{Z}_2^2) \tan \phi_2 + \dot{Z}_2(Z_1^2 + \dot{Z}_3^2) \tan \phi_3)}$$

Данную формулу можно переписать в виде

$$\dot{T} = \frac{2Z_1 \dot{Z}_2 \dot{Z}_3}{\Delta}. \tag{7}$$

где

$$\begin{aligned} \Delta &= Z_1(2\dot{Z}_2 \dot{Z}_3 \cos \phi_2 \cos \phi_3 - (\dot{Z}_2^2 + \dot{Z}_3^2) \sin \phi_2 \sin \phi_3) \\ &+ i(\dot{Z}_3(Z_1^2 + \dot{Z}_2^2) \sin \phi_2 \cos \phi_3 + \dot{Z}_2(Z_1^2 + \dot{Z}_3^2) \cos \phi_2 \sin \phi_3). \end{aligned} \tag{8}$$

При выводе формул (7) и (8) было использовано следующее преобразование для комплексных тригонометрических функций:

$$(1 + i \tan \phi_2)(1 + i \tan \phi_3) \exp[-i(\phi_2 + \phi_3)] = \frac{1}{\cos \phi_2 \cos \phi_3}.$$

Подставляя формулу (6) в (1), получим выражение для коэффициента отражения при  $N = 4$ :

$$\dot{R} = \frac{\dot{Z}_{in}^{(3)} - Z_1}{\dot{Z}_{in}^{(3)} + Z_1}. \tag{9}$$

Используя соотношение (6), преобразуем формулу (9) к виду

$$\begin{aligned} \dot{R} &= \frac{Z_1(\dot{Z}_2^2 - \dot{Z}_3^2) \tan \phi_2 \tan \phi_3 + i(\dot{Z}_3(\dot{Z}_2^2 - Z_1^2) \tan \phi_2 + \dot{Z}_2(\dot{Z}_3^2 - Z_1^2) \tan \phi_3)}{Z_1(2\dot{Z}_2\dot{Z}_3 - (\dot{Z}_2^2 + \dot{Z}_3^2) \tan \phi_2 \tan \phi_3) + i(\dot{Z}_3(Z_1^2 + \dot{Z}_2^2) \tan \phi_2 + \dot{Z}_2(Z_1^2 + \dot{Z}_3^2) \tan \phi_3)} \\ &= \frac{Z_1(\dot{Z}_2^2 - \dot{Z}_3^2) \sin \phi_2 \sin \phi_3}{\Delta} + \frac{i(\dot{Z}_3(\dot{Z}_2^2 - Z_1^2) \sin \phi_2 \cos \phi_3 + \dot{Z}_2(\dot{Z}_3^2 - Z_1^2) \cos \phi_2 \sin \phi_3)}{\Delta}. \end{aligned} \quad (10)$$

В частном случае  $|\phi_2| \neq 0, |\phi_3| = 0$ , что соответствует  $d_3 = 0$ , для коэффициентов отражения и прохождения имеем

$$\dot{T} = \frac{2Z_1\dot{Z}_2}{2Z_1\dot{Z}_2 \cos \phi_2 + i(Z_1^2 + \dot{Z}_2^2) \sin \phi_2}, \quad (11)$$

$$\dot{R} = \frac{i(\dot{Z}_2^2 - Z_1^2) \sin \phi_2}{2Z_1\dot{Z}_2 \cos \phi_2 + i(Z_1^2 + \dot{Z}_2^2) \sin \phi_2}. \quad (12)$$

Очевидно, что формулы (11), (12) полностью совпадают с известными выражениями для единственного плоского слоя, граничащего с двумя одинаковыми полупространствами [9].

В приведенных выше формулах  $Z_1 = Z_4 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$  — это импедансы сред 1 и 4,  $\dot{Z}_2 = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_{\text{eff}_2}}{\epsilon_0 \epsilon_2}}$  — импеданс среды 2, т.е. металлической наноструктуры с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_2 = \epsilon'_2 - i\epsilon''_2$  и эффективной магнитной проницаемостью  $\mu_{\text{eff}_2} = \mu'_{\text{eff}_2} - i\mu''_{\text{eff}_2}$ . Заметим, что здесь имеется в виду эффективная магнитная проницаемость поперечно намагниченной ферромагнитной среды, когда поле намагничивания направлено перпендикулярно направлению распространения волны. В этом случае среда является гиротропной, и ее магнитные свойства описываются тензором Полдера для магнитной проницаемости. Как показано, например, в [23], в выражения для импеданса и волнового числа, которые соответствуют плоской электромагнитной волне, распространяющейся в такой среде, компоненты тензора магнитной проницаемости входят только в виде определенной комбинации, называемой эффективной магнитной проницаемостью. Среда 3 представляет собой немагнитный диэлектрик с магнитной проницаемостью  $\mu_3 = 1$  и диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_3 = \epsilon'_3 - i\epsilon''_3$ . Соответственно, импеданс среды 3 —  $\dot{Z}_3 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0 \epsilon_3}}$ .

Волновое число в среде 2 — это комплексная величина  $\dot{k}_2 = k'_2 - ik''_2$ , оно может быть представлено в виде [23]:

$$k'_2 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{|\dot{\epsilon}_2| |\mu_{\text{eff}_2}| + \epsilon'_2 \mu'_{\text{eff}_2} - \epsilon''_2 \mu''_{\text{eff}_2}}{2}},$$

$$k''_2 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{|\dot{\epsilon}_2| |\mu_{\text{eff}_2}| - \epsilon'_2 \mu'_{\text{eff}_2} + \epsilon''_2 \mu''_{\text{eff}_2}}{2}}.$$

В среде 3 вещественная и мнимая части волнового числа определяются по формулам

$$k'_3 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{|\dot{\epsilon}_3| + \epsilon'_3}{2}}, \quad k''_3 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{|\dot{\epsilon}_3| - \epsilon'_3}{2}},$$

а в средах 1 и 4 волновое число — это действительная величина:  $k_1 = k_4 = \frac{\omega}{c}$ .

Рассмотрим, как изменятся выражения для коэффициентов отражения и прохождения (7) и (10), если среды 2 и 3 поменять местами, что аналогично изменению направления распространения падающей волны на противоположное. Для этого в формулах (7), (8), (10) нужно выполнить замены:  $\dot{Z}_2 \leftrightarrow \dot{Z}_3$  и  $\phi_2 \leftrightarrow \phi_3$ . Нетрудно убедиться в том, что выражения (7) и (8) при этом не изменятся. А вот формула (10) при таких заменах принимает вид

$$\begin{aligned} \dot{R} &= \frac{-Z_1(\dot{Z}_2^2 - \dot{Z}_3^2) \sin \phi_2 \sin \phi_3}{\Delta} + \frac{i(\dot{Z}_3(\dot{Z}_2^2 - Z_1^2) \sin \phi_2 \cos \phi_3 + \dot{Z}_2(\dot{Z}_3^2 - Z_1^2) \cos \phi_2 \sin \phi_3)}{\Delta}, \end{aligned} \quad (13)$$

т.е. первое слагаемое в числителе меняет знак, в то время как остальная часть числителя и знаменатель выражения остаются неизменными.

Формулы (10) и (13) можно условно представить в виде комплексных чисел

$$\dot{z}_1 = \frac{a + ib}{v + iw}, \quad \dot{z}_2 = \frac{-a + ib}{v + iw}.$$

Используя известные свойства комплексных чисел [24], можно записать следующие соотношения:

$$|\dot{z}_1| = |\dot{z}_2| = \sqrt{\frac{a^2 + b^2}{v^2 + w^2}};$$

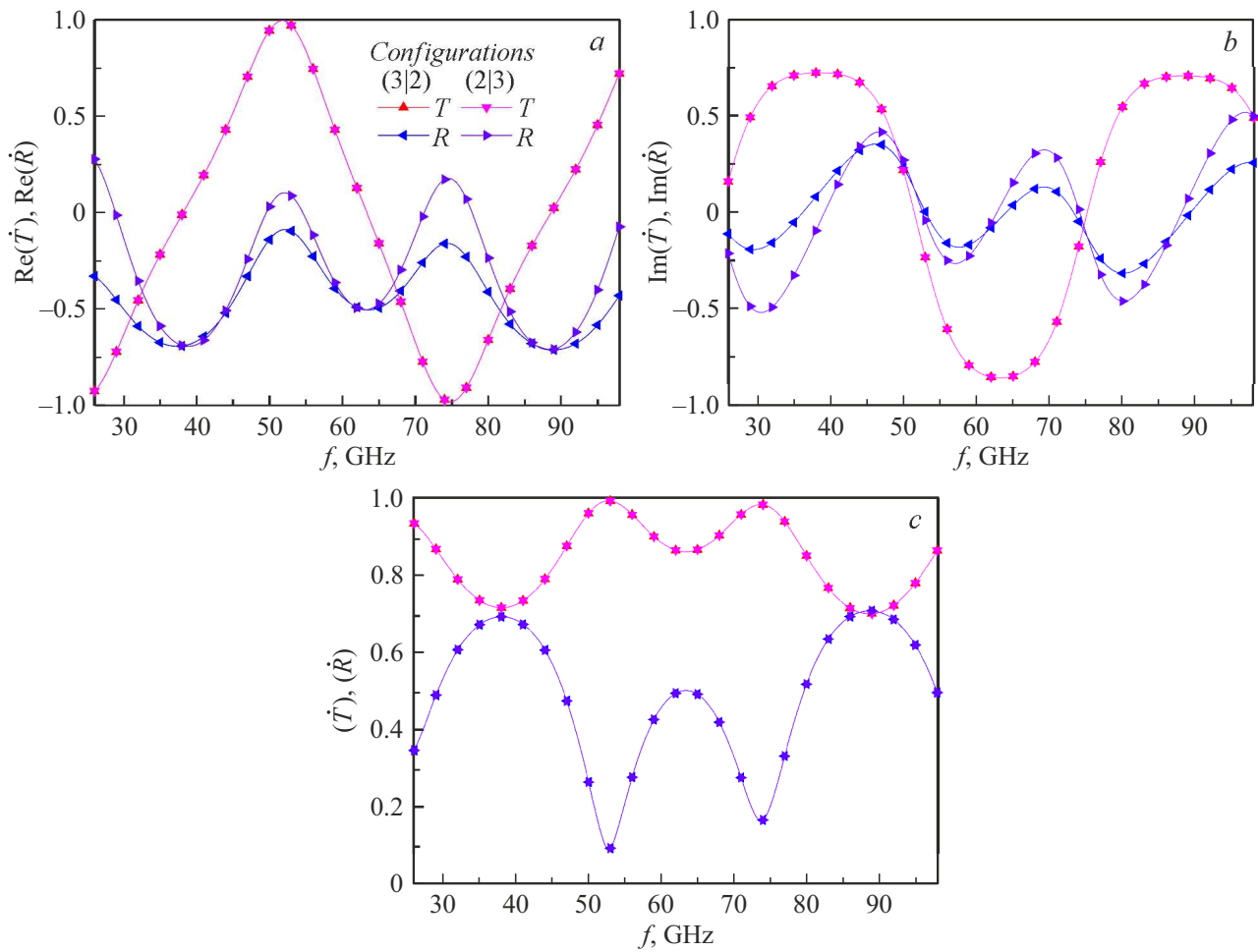
$$\dot{z}_1 = \frac{(a + ib)(v - iw)}{v^2 + w^2} = \frac{av + bw}{v^2 + w^2} + i \frac{bv - aw}{v^2 + w^2},$$

$$\text{Re}(\dot{z}_1) = \frac{av + bw}{v^2 + w^2}, \quad \text{Im}(\dot{z}_1) = \frac{bv - aw}{v^2 + w^2};$$

$\arg(\dot{z}_1) =$

$$\begin{cases} \text{atan}\left(\frac{bv - aw}{av + bw}\right), & av + bw > 0, \\ \pi + \text{atan}\left(\frac{bv - aw}{av + bw}\right), & av + bw < 0, \quad bv - aw > 0, \\ -\pi + \text{atan}\left(\frac{bv - aw}{av + bw}\right), & av + bw < 0, \quad bv - aw > 0; \end{cases}$$

$$\dot{z}_2 = \frac{(-a + ib)(v - iw)}{v^2 + w^2} = \frac{-av + bw}{v^2 + w^2} + i \frac{bv + aw}{v^2 + w^2},$$



**Рис. 2.** Частотные зависимости коэффициентов прохождения и отражения для системы из двух диэлектрических слоев без потерь: *a* — действительные части коэффициентов; *b* — мнимые части коэффициентов; *c* — модули коэффициентов.

$$\operatorname{Re}(\dot{z}_2) = \frac{-av + bw}{v^2 + w^2}, \quad \operatorname{Im}(\dot{z}_2) = \frac{bv + aw}{v^2 + w^2};$$

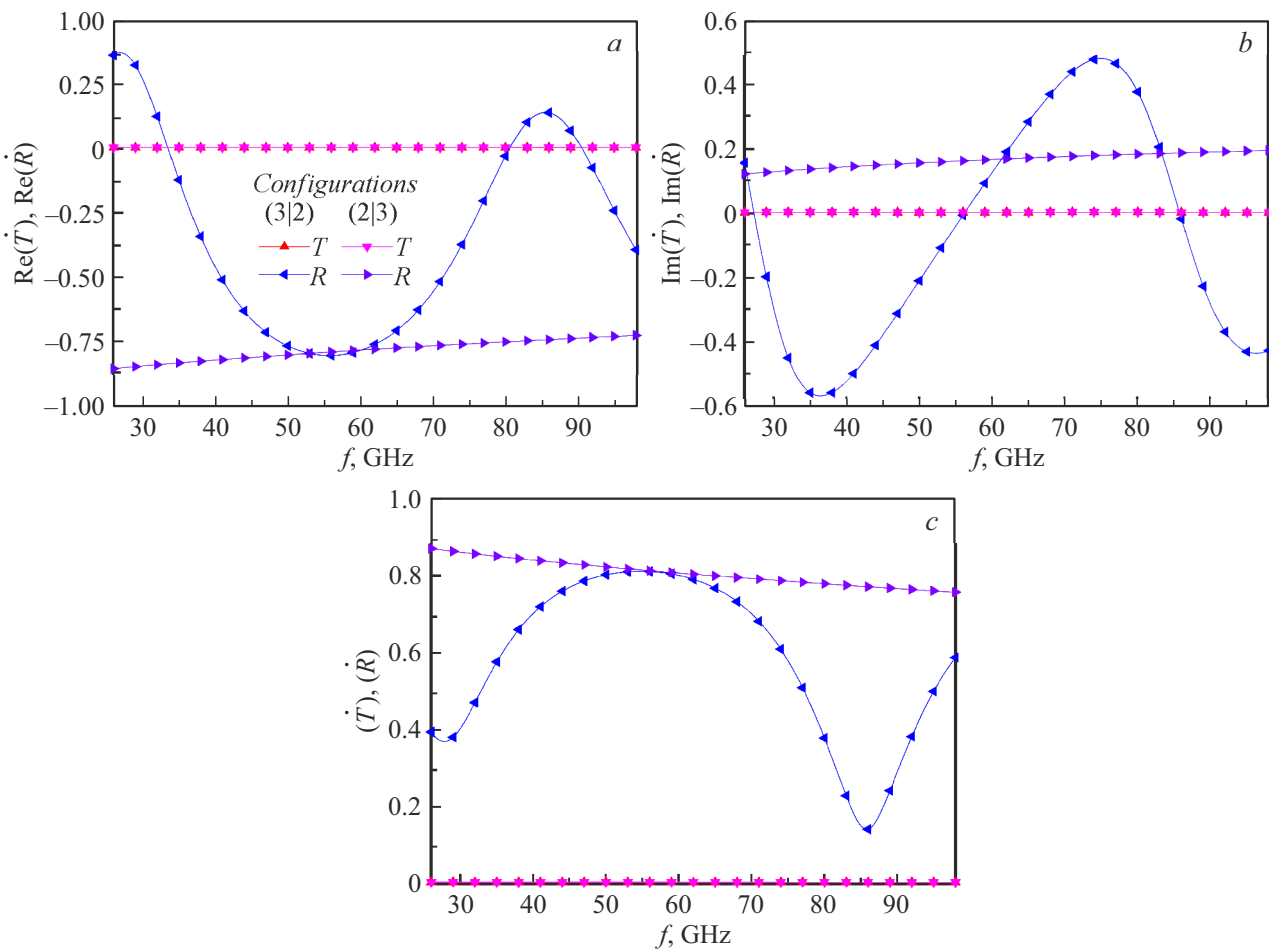
$\arg(\dot{z}_2) =$

$$\begin{cases} \operatorname{atan}\left(\frac{bv + aw}{-av + bw}\right), & -av + bw > 0, \\ \pi + \operatorname{atan}\left(\frac{bv + aw}{-av + bw}\right), & -av + bw < 0, \quad bv + aw > 0, \\ -\pi + \operatorname{atan}\left(\frac{bv + aw}{-av + bw}\right), & -av + bw < 0, \quad bv + aw > 0. \end{cases}$$

Следовательно, возвращаясь к формулам (10) и (13), можно заключить, что в системе без потерь, состоящей из двух слоев, изменение направления распространения падающей волны на противоположное не приводит к изменению модуля комплексного коэффициента отражения  $\dot{R}$ , но приводит к изменениям его вещественной и мнимой частей, а следовательно, и аргумента, т. е. система, состоящая из двух плоскопараллельных слоев, обладает фазовой невзаимностью. Важно подчеркнуть, что комплексный коэффициент прохождения  $\dot{T}$  остается тем

же самым при изменении направления распространения падающей волны на противоположное вне зависимости от наличия или отсутствия потерь в средах 2 и 3.

Будем рассматривать две конфигурации системы: (3|2) — чередование слоев, соответствующее стандартному расположению сред 4-3-2-1 при падении волны со стороны среды 4, как это показано на рис. 1; (2|3) — чередование слоев, соответствующее расположению сред 4-2-3-1 при падении волны со стороны среды 4. Результаты расчета частотных зависимостей по формулам (7), (10), (13) для системы из двух диэлектрических слоев без потерь показаны на рис. 2. Параметры сред:  $\epsilon'_2 = 3, \sigma_2 = 0, d_2 = 2 \text{ mm}$ ;  $\epsilon'_3 = 6, \sigma_3 = 0, d_3 = 1 \text{ mm}$ , где  $\sigma_2, \sigma_3$  — проводимости слоев 2 и 3. В настоящей работе рассматриваются микроволны достаточно высоких частот — свыше 26 GHz, на которых магнитная проницаемость среды 2 из-за дисперсии близка к значениям  $\mu'_2 = 1, \mu''_2 = 0$ . Поэтому мы не рассматриваем влияние магнитной проницаемости на коэффициенты прохождения и отражения. Среду 3 считаем немагнитным диэлектриком с  $\mu'_3 = 1, \mu''_3 = 0$ . Результаты для действительных



**Рис. 3.** Частотные зависимости коэффициентов прохождения и отражения для системы из диэлектрического слоя с малыми потерями и проводящего слоя с умеренной проводимостью: *a* — действительные части коэффициентов; *b* — мнимые части коэффициентов; *c* — модули коэффициентов.

частей коэффициентов показаны на рис. 2, *a*, мнимых частей на рис. 2, *b*, модулей коэффициентов на рис. 2, *c*.

Частотные зависимости коэффициентов на рис. 2 имеют осцилляционный характер из-за выполнения условий четверть- и полуволновых пластинок и установления режима стоячих волн. Сравнивая результаты расчета, можно сделать заключение о том, что действительные и мнимые части коэффициентов прохождения не изменяются при смене направления распространения на противоположное. Действительные и мнимые части коэффициента отражения изменяются при смене направления распространения волны, но таким образом, что модули коэффициентов не меняются.

Рассмотрим теперь систему, состоящую из диэлектрического слоя с малыми потерями и проводящего слоя. Выбраны следующие параметры сред. Для проводящего слоя:  $\epsilon'_2 = 3$ ,  $\sigma_2 = 150 \text{ S/m}$ ,  $\mu'_2 = 1$ ,  $\mu''_2 = 0$ ,  $d_2 = 2 \text{ mm}$ ; для диэлектрика:  $\epsilon'_3 = 6$ ,  $\sigma_3 = 0.2 \text{ S/m}$ ,  $\mu'_3 = 1$ ,  $\mu''_3 = 0$ ,  $d_3 = 1 \text{ mm}$ . Эта система не удовлетворяет условиям выполнения теоремы взаимности. Результаты расчета показаны на рис. 3. По-прежнему, частотные зависи-

мости действительных и мнимых частей коэффициента прохождения системы идентичны, а зависимости коэффициента отражения значительно изменяются при смене направления распространения волны. В этом случае модули коэффициентов отражения существенно зависят от направления распространения. Таким образом, в рассмотренной системе присутствует как фазовая, так и амплитудная невзаимности в отраженной волне. В последующих разделах статьи будет рассмотрен случай системы, состоящей из диэлектрической подложки и тонкого металлического слоя с высокой проводимостью, соответствующий условиям эксперимента.

## 2. Образцы и методы исследования

Выбор объектов исследования имеет критически важное значение в настоящей работе. Во-первых, поскольку была поставлена цель исследовать влияние магнитного поля на невзаимность, то целесообразно выбрать объект исследования, у которого материальные постоянные сильно изменяются в магнитном поле. Поэтому была

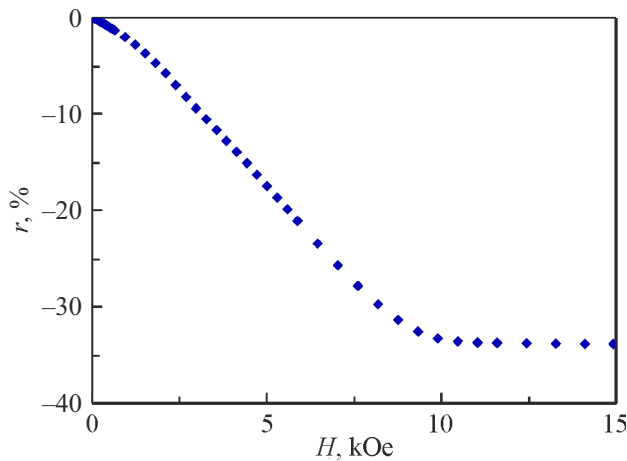


Рис. 4. Магнитосопротивление сверхрешетки  $\text{Ta}(3)/[\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(1.5)/\text{Cu}(0.9)]_6/\text{PyCr}(5)/\text{glass}$ .

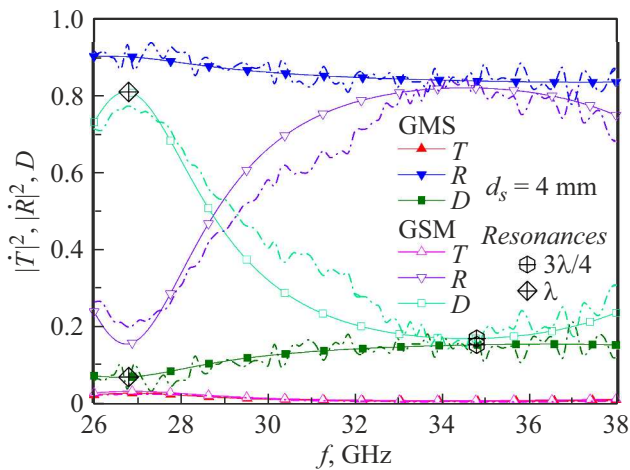


Рис. 5. Частотные зависимости коэффициентов прохождения, отражения и диссипации для образца с  $d_s = 4 \text{ mm}$ . Штриховые зависимости — эксперимент, сплошные линии — расчет.

выбрана сверхрешетка системы  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Cu}$ , в которой ферромагнитные слои приготовлены из сплава  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ , а промежуточный немагнитный слой — спейсер — из меди. Толщины слоев выбраны из условия получения максимального GMR. В частности, толщина спейсера  $\text{Cu}$  выбрана  $0.9 \text{ nm}$ ; она обеспечивает антипараллельное упорядочение магнитных моментов соседних слоев  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$  сверхрешетки и, следовательно, максимальный GMR-эффект [20]. Число пар слоев 6 выбрано в соответствии с расчетами  $\mu\text{GMR}$ -эффекта [25], где было установлено, что наибольший  $\mu\text{GMR}$  в отражении волн достигается при суммарной толщине металла сверхрешетки  $15\text{--}20 \text{ nm}$ . Состав исследованных образцов выражается формулой  $\text{Ta}(3)/[\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(1.5)/\text{Cu}(0.9)]_6/\text{PyCr}(5)/\text{glass}$ , где числа в круглых скобках выражают толщину слоя в нанометрах. Сверхрешетка нанесена на подложку из стекла с буферным слоем из сплава пермаллой–хром ( $\text{PyCr}$ ), и сверху покрыта защитным слоем тантала.

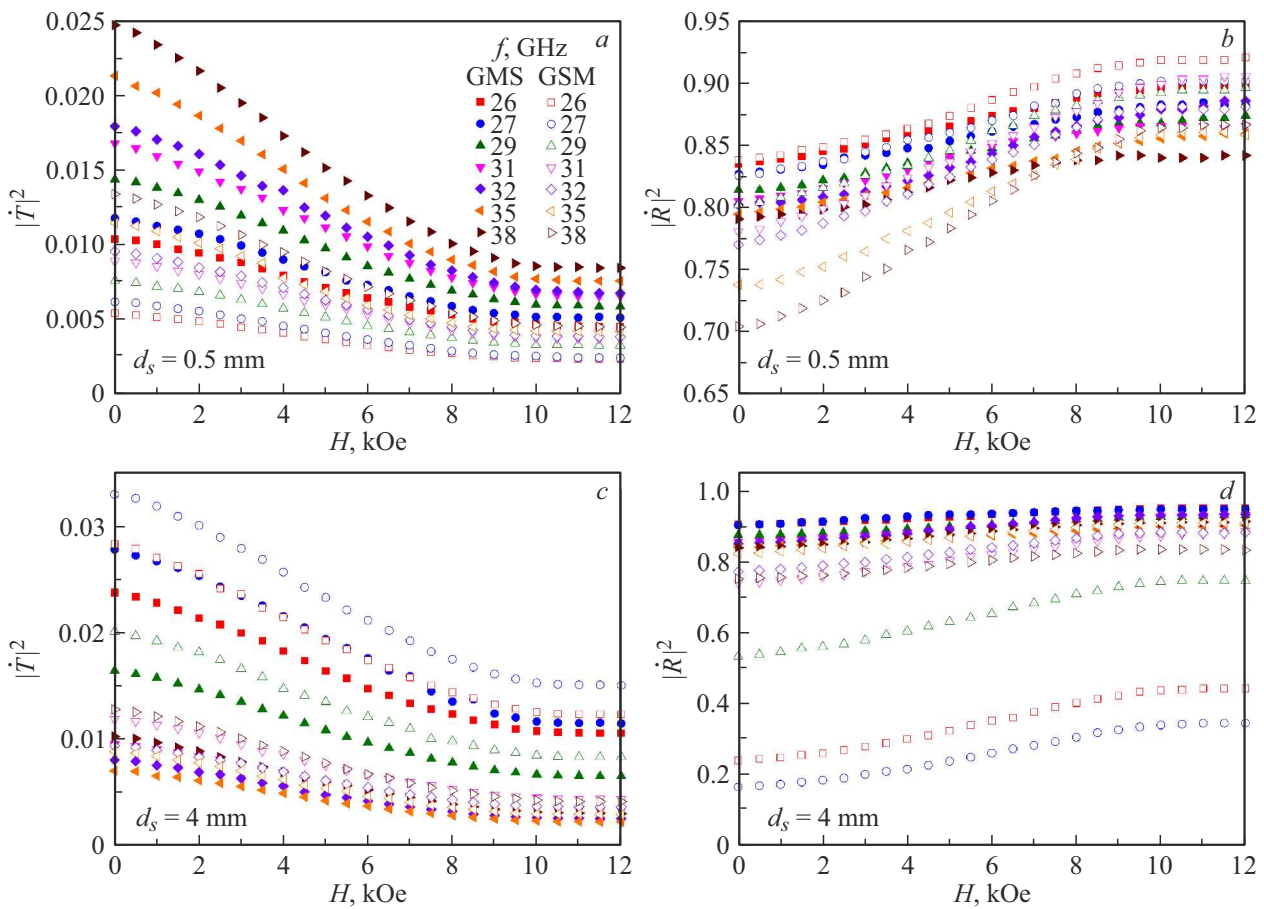
Сверхрешетка получена методом магнетронного напыления на установке MPS-4000-C6. Первый образец выращен на подложке из стекла Corning eagle XG толщиной  $0.5 \text{ mm}$  с шероховатостью  $Ra < 10 \text{ \AA}$ . Второй образец представляет собой такую же сверхрешетку, но его подложка склеена из 8 пластин толщиной  $0.5 \text{ mm}$ . Такая общая толщина подложки  $d_s = 4 \text{ mm}$  выбрана из того соображения, чтобы в интервал частот микроволновых измерений  $26\text{--}38 \text{ GHz}$  попало значение частоты, на которой толщина этой подложки соответствовала бы величине, кратной четверти длины волны. Период сверхрешетки и состояние интерфейсов были исследованы методом малоуглового рентгеновского рассеяния. Магнитосопротивление сверхрешетки  $r = [R(H) - R(0)]/R(0) \cdot 100\%$ , где  $R(H)$  — сопротивление в поле  $H$ ,  $R(0)$  — сопротивление при  $H = 0$  в полях до  $15 \text{ kOe}$  показано на рис. 4.

Микроволновые измерения были выполнены в частотном интервале  $26\text{--}38 \text{ GHz}$  по методике, описанной в [19,20]. Образцы размещались в поперечном сечении прямоугольного волновода, полностью перекрывая его. Постоянное магнитное поле прикладывалось в плоскости сверхрешетки параллельно узкой стороне волновода, так что вектор постоянного магнитного поля  $\mathbf{H}$  перпендикулярен вектору переменного магнитного поля волны  $\mathbf{H}_{\sim}$ . С использованием скалярного анализатора цепей были измерены частотные и полевые зависимости модулей коэффициента прохождения  $|\dot{T}(H)|$  и отражения  $|\dot{R}(H)|$ , на основе которых был выполнен расчет диссипированной в образцах доли мощности или коэффициента диссипации  $D$ .

### 3. Результаты микроволновых измерений

Микроволновые коэффициенты прохождения и отражения были измерены как функции частоты при поле  $H = 0$  и как функции магнитного поля на нескольких фиксированных частотах. Результаты измерения частотной зависимости для образца с толщиной подложки  $d_s = 4 \text{ mm}$  показаны на рис. 5. Отмечены положения частот, соответствующих условиям  $d_s = 3\lambda/4$  и  $\lambda$ . В экспериментальной части настоящей работы введем обозначения последовательности слоев: 1) обозначение GSM соответствует падению волны от генератора сначала на металлическую сверхрешетку, а затем на диэлектрическую подложку; 2) обозначение GSM соответствует падению волны от генератора сначала на подложку, а затем на сверхрешетку. Результаты в случае GSM являются ожидаемыми: модуль коэффициента отражения  $\sim 0.9$ , а модуль коэффициента прохождения намного меньше, как и следует ожидать для системы, содержащей металлический слой. Диссипация  $D$  в этом случае монотонно увеличивается с увеличением частоты. Большой интерес представляют результаты в случае GSM. Частотная зависимость коэффициента отражения





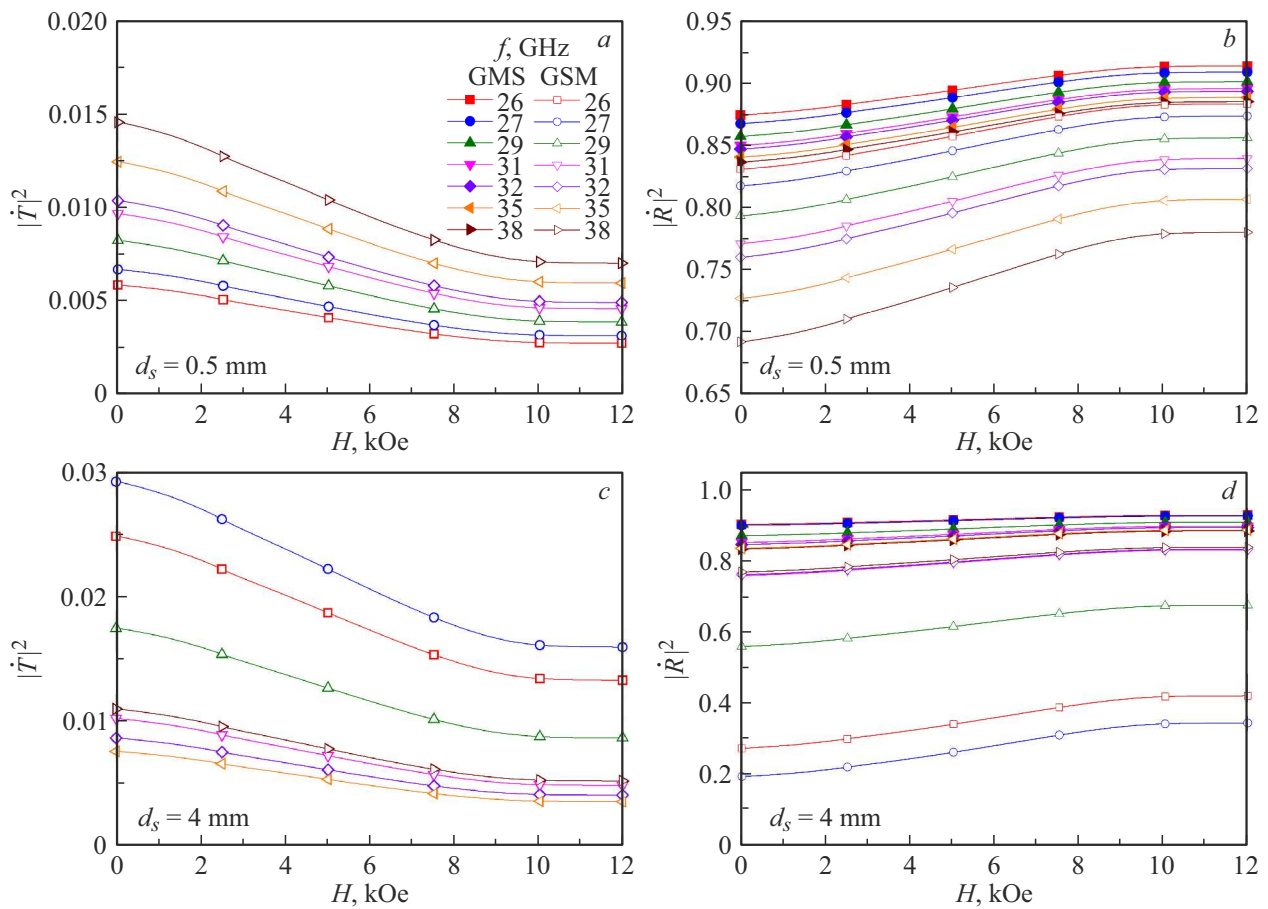
**Рис. 6.** Зависимости коэффициентов прохождения и отражения от магнитного поля, измеренные на нескольких частотах, для образцов с подложками толщиной 0.5 mm (a, c, e) и 4 mm (b, d, f): a, b — коэффициенты прохождения; c, d — коэффициенты отражения.

немонотонна, на частоту 27 GHz приходится минимум, соответствующий условию  $d_s = 3\lambda/4$ . Зависимость диссипации в этом случае тоже немонотонна, на частоту 27 GHz приходится ее максимум. Этот максимум возник как результат установления стоячих волн в пластине. Отметим, что частотные зависимости коэффициентов прохождения в случаях GSM и GSM идентичны друг другу, как и следовало ожидать.

Сплошными линиями на рис. 5 показаны результаты расчета коэффициентов и диссипации по формулам (7), (10), (13). В расчете учтена суммарная толщина металла сверхрешетки  $d = 22.4$  nm, диэлектрическая проницаемость подложки  $\epsilon_s = 5$  и ее толщина  $d_s = 4$  mm. Наилучшее согласие расчета и эксперимента достигнуто при следующих параметрах сверхрешетки, точнее, эффективных материальных постоянных:  $\epsilon' = 37.5$ ,  $\sigma = 2.07 \cdot 10^6$  S/m. Достаточно хорошее согласие результатов расчета и данных эксперимента показывает, что частотная дисперсия материальных постоянных в этом частотном интервале невелика. Существует значительное различие между частотными зависимостями диссипации  $D$  для случаев GSM и GMS. Особенно большое различие в диссипации как в данных экспе-

римента, так и расчета зафиксировано вблизи частоты  $f = 27$  GHz, на которой выполняется условие  $d_s = 3\lambda/4$ . Можно полагать, что это различие связано с установлением режима стоячих волн. Радикальное различие в частотных зависимостях коэффициента отражения показывает, что в системе, состоящей из диэлектрической подложки с толщиной  $d_s = 4$  mm и металлической сверхрешетки с высокой проводимостью в отсутствие магнитного поля существует значительная невзаимность на микроволновых частотах.

Рассмотрим результаты измерений во внешнем магнитном поле. Они выполнены в полях до 12 kOe. Напомним, что магнитосопротивление исследованной сверхрешетки насыщается в поле  $\sim 10.5$  kOe. Результаты измерения микроволновых коэффициентов прохождения и отражения для двух толщин подложки и двух направлений распространения показаны на рис. 6. Как и следовало ожидать, с ростом магнитного поля коэффициент прохождения уменьшается, так как возрастает проводимость. Характер полевой зависимости коэффициента прохождения подобен зависимости относительного магнитосопротивления, как это указывалось раньше для сверхрешеток [(CoFe)/Cu] [14,16]



**Рис. 7.** Зависимости коэффициентов прохождения и отражения от магнитного поля, рассчитанные для системы сверхрешетка/подложка: *a, c* — коэффициенты прохождения; *b, d* — коэффициенты отражения. Расчеты выполнены для подложек толщиной 0.5 mm (*a, b*) и 4 mm (*c, d*).

и Fe/Cr [17–19]. Влияние толщины подложки сказывается для коэффициента отражения в сравнении вариантов GMS и GSM. В магнитном поле коэффициент отражения возрастает за счет эффекта  $\mu$ GMR. Сравнение рис. 6, *b* и рис. 6, *d* показывает, что в варианте GSM на частотах, близких к 27 GHz, величина коэффициента отражения невелика, но она значительно изменяется при наложении магнитного поля. Наибольшие относительные изменения при  $f = 27$  GHz достигают +44%.

Доля микроволновой мощности, диссипированной в системе сверхрешетка/подложка рассчитывалась по формуле  $D = 1 - |R|^2 - |T|^2$ . Микроволновая мощность расходуется на джоулевы потери в металле сверхрешетки и диэлектрические потери в подложке. Если между вариантами GMS и GSM есть большое различие в коэффициенте отражения, а коэффициент прохождения мал,  $|T| \ll 1$ , то должно быть различие в диссипации микроволновой мощности между случаями GMS и GSM. Оценки показали, что диссипация велика в варианте GSM для подложки толщиной 4 mm. На частоте 27 GHz, соответствующей условию  $d_s = 3\lambda/4$ , доля диссипированной мощности достигает 80%. Для подложки толщиной 0.5 mm доля диссипированной мощности не пре-

вышает 26%. Это различие объясняется установлением в подложке режима стоячих волн на  $f = 27$  GHz при толщине 4 mm; в результате уменьшается отражение, возрастает амплитуда микроволновых полей в подложке и потому возрастает диссипация. Отметим, что наложение магнитного поля во всех случаях приводит к уменьшению диссипации, что закономерно, так как из-за эффекта  $\mu$ GMR увеличивается эффективная проводимость сверхрешетки и потому уменьшаются джоулевы потери.

#### 4. Обсуждение результатов

В разд. 4 проведем сопоставление экспериментальных данных с результатами расчетов. Коэффициенты прохождения и отражения были рассчитаны по формулам (7), (10), (13) для вариантов направления распространения GMS и GSM и двух значений толщины подложки 0.5 и 4 mm. Результаты расчета представлены на рис. 7. Все основные черты зависимостей, полученных экспериментально и представленных на рис. 6, воспроизводятся в расчетах. Воспроизводится тип зависимостей



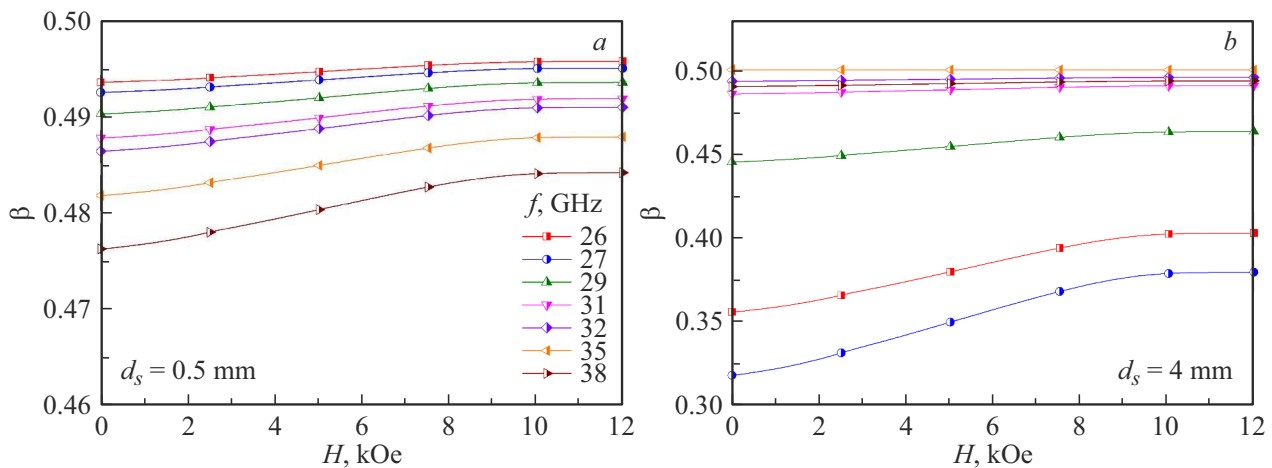


Рис. 8. Зависимости коэффициента невзаимности от магнитного поля для подложек толщиной 0.5 (а) и 4 mm (б).

$\dot{T}(H)$  и  $\dot{R}(H)$ , наличие насыщения в сильных полях и величина поля насыщения. Во многих случаях присутствует приближенное соответствие численных значений коэффициентов.

В расчете для подложки толщиной 0.5 mm получились меньшие, чем на эксперименте, значения коэффициента прохождения. Различия в зависимостях коэффициента отражения для систем с подложками разной толщины, полученные в расчете, полностью соответствуют эксперименту. Так, для подложки толщиной 0.5 mm в варианте GSM частота волны оказывает лишь очень небольшое влияние на численные значения коэффициента отражения. Для этой толщины подложки максимальное значение коэффициента отражения в варианте GSM равно 0.87, а минимальное 0.68. Примерно такие же максимальные и минимальные значения 0.92 и 0.71 зафиксированы в эксперименте.

Хорошо воспроизвелись в расчете особенности коэффициента отражения для подложки толщиной 4 mm. В частности, минимальное и максимальное значения коэффициента отражения на частоте 27 GHz равны 0.19 и 0.37 в эксперименте и 0.2 и 0.37 в расчете. Таким образом, проведенные эксперименты и расчеты подтверждают сделанные выше предположения о роли толщины подложки в отражении микроволн. Расчеты подтвердили также заключение о невзаимности в системе сверхрешетка/подложка, сделанное на основании выполненных экспериментов.

Для количественной оценки степени невзаимности можно ввести параметр невзаимности по аналогии с [5,6]. Система, в которой распространяются и отражаются волны, представляется в виде четырехполосника, для которого вводятся коэффициенты  $\dot{S}_{ij}$  матрицы рассеяния  $\dot{S}$  [26,27]. Параметры  $\dot{S}_{11}$  и  $\dot{S}_{21}$  — это коэффициенты  $\dot{R}$  и  $\dot{T}$  для конфигурации GSM, а параметры  $\dot{S}_{22}$  и  $\dot{S}_{12}$  — коэффициенты  $\dot{R}$  и  $\dot{T}$  для конфигурации GSM. Тогда

параметр невзаимности  $\beta$  определяется [5,6], как

$$\beta = \frac{|\dot{S}_{21}||\dot{S}_{11}|^{-1}}{|\dot{S}_{21}||\dot{S}_{11}|^{-1} + |\dot{S}_{12}||\dot{S}_{22}|^{-1}}. \quad (14)$$

Зависимости параметра невзаимности от магнитного поля для системы сверхрешетка/подложка показаны на рис. 8 для двух значений толщины:  $d_s = 0.5$  и 4 mm. Во всех случаях с увеличением магнитного поля происходит рост параметра  $\beta$ , т.е. его приближение к значению  $\beta = 0.5$ , соответствующему полностью взаимной системе. Для системы с  $d_s = 0.5$  mm значения параметра  $\beta$  варьируются от 0.47 до 0.49, т.е. весьма близки к 0.5. Значительно большие отличия от условия взаимности наблюдаются для  $d_s = 4$  mm. В этом случае для частот 26 и 27 GHz, вблизи от условия  $d_s = 3\lambda/4$ , параметр невзаимности изменяется от 0.32 до 0.4.

## Заключение

Исследовано прохождение и отражение микроволн от системы диэлектрическая подложка/металлическая сверхрешетка [(CoFe)/Cu]. Измерены частотные зависимости коэффициентов прохождения и отражения при нормальном падении волн в двух противоположных направлениях, а также зависимости этих коэффициентов от магнитного поля. Существует радикальное различие частотных зависимостей коэффициента отражения, измеренных без магнитного поля при падении волн в противоположных направлениях. Установлено, что в системе, состоящей из диэлектрической подложки с толщиной, кратной толщине четвертьволновой пластины, металлической сверхрешетки с высокой проводимостью, в отсутствие магнитного поля, существует значительная невзаимность. Доля микроволновой мощности, диссипированной в системе сверхрешетка/подложка сильно отличается для случаев падения волны сначала на подложку по сравнению со случаем падения сначала на

металлическую сверхрешетку. В частности, для подложки толщиной 4 nm на частоте 27 GHz доля диссипированной мощности достигает 80%. Для подложки толщиной 0.5 nm доля диссипированной мощности не превышает 26%. Наложение магнитного поля во всех случаях приводит к уменьшению диссипации, что закономерно, так как из-за эффекта  $\mu$ GMR увеличивается проводимость сверхрешетки и потому уменьшаются джоулевы потери.

Эксперименты показали, что невзаимность в амплитуде коэффициента отражения может изменяться в зависимости от магнитного поля. Было установлено, что микроволновой гигантский магниторезистивный эффект в отраженной волне значительно увеличивается, если волна падает сначала на диэлектрическую подложку, по сравнению со случаем падения волны непосредственно на металлическую сверхрешетку. Увеличение достигается на частотах, когда толщина подложки кратна четверти длины волны, за счет возникновения стоячих волн в подложке и за счет меньшего коэффициента отражения от диэлектрической подложки.

Было проведено сопоставление экспериментальных результатов с расчетами. В расчете воспроизводятся особенности полевых и частотных зависимостей коэффициента отражения. В частности, для подложки толщиной 4 nm минимальное и максимальное значения коэффициента отражения на частоте 27 GHz равны 0.19 при  $H = 0$  и 0.37 при  $H = 10.5$  kOe в эксперименте и соответственно 0.2 и 0.37 в расчете. Проведенные эксперименты и расчеты подтверждают сделанные предположения о роли толщины подложки в отражении микроволн. Расчеты подтвердили также заключение о невзаимности в системе (сверхрешетка/подложка), сделанное на основании выполненных экспериментов. Для количественной оценки степени невзаимности введен параметр невзаимности. С увеличением магнитного поля происходит рост параметра невзаимности, т.е. его приближение к значению, равному 0.5, соответствующему полностью взаимной системе.

### Финансирование работы

Работа выполнена в рамках тем „Спин“ № 122021000036-3 и „Функция“ № 122021000035-6. Микроволновые измерения выполнены при поддержке гранта РФФИ № 20–02–00135.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] М. Борн, Э. Вольф. *Основы оптики* (Наука, М., 1970) [M. Born, E. Wolf. *Principles of Optics* (Cambridge University Press, Cambridge, 2019)]
- [2] M. Mansuripur, D.P. Tsai. *Opt. Commun.*, **284**(3), 707 (2011). DOI: 10.1016/j.optcom.2010.09.077
- [3] Г.Е. Зильберман, Л.Ф. Купченко. *Радиотехн. электрон.*, **20**(11), 2347 (1975). [G.E. Zil'berman, L.F. Kupchenko. *Radiotech. Electron.* **20**(11), 2347 (1975).]
- [4] С.Н. Курилкина. *Квант. электрон.*, **22**(9), 941 (1995). [S.N. Kurilkina. *Quant. Electron.*, **25**(9), 909 (1995). DOI: 10.1070/QE1995v025n09ABEH000500]
- [5] V.E. Demidov, M.P. Kostylev, K. Rott, P. Krzysteczko, G. Reiss, S.O. Demokritov. *Appl. Phys. Lett.*, **95**(11), 112509 (2009). DOI: 10.1063/1.3231875
- [6] K. Di, S.X. Feng, S.N. Piramanayagam, V.L. Zhang, H.S. Lim, S.C. Ng, M.H. Kuok. *Sci. Rep.*, **5**, 10153 (2015). DOI: 10.1038/srep10153
- [7] B. Divinskiy, V.E. Demidov, S.O. Demokritov, A.B. Rinkevich, S. Urazhdin. *Appl. Phys. Lett.*, **109**(25), 252401 (2016). DOI: 10.1063/1.4972244
- [8] H. Yu, O. d'Allivy Kelly, V. Cros, R. Bernard, P. Bortolotti, A. Anane, F. Brandl, R. Huber, I. Stasinopoulou, D. Grundler. *Sci. Rep.*, **4**, 6848 (2014). DOI: 10.1038/srep06848
- [9] Н.А. Семенов. *Техническая электродинамика* (Связь, М., 1972)
- [10] А.А. Заdernовский. *Квант. электрон.*, **12**(8), 1748 (1985). [A.A. Zadernovskii. *Sov. J. Quant. Electron.*, **15**(8), 1156 (1985). DOI: 10.1070/QE1985v015n08ABEH007624]
- [11] А.Л. Микаэлян. *Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах* (Госэнергоиздат, М., Л., 1963)
- [12] R.E. Collin. *Field Theory of Guided Waves* (Wiley–Interscience–IEEE, NY, 1991)
- [13] Y. Yang, W. Liu, M. Asheghi. *Appl. Phys. Lett.*, **84**(16), 3121 (2004). DOI: 10.1063/1.1713033
- [14] A. Tekgül, M. Alper, H. Kockar, M. Safak, O. Karaagac. *J. Nanosci. Nanotechnol.*, **10**(11), 7783 (2010). DOI: 10.1166/jnn.2010.2882
- [15] T. Shinjo. *Proc. Jpn. Acad. Ser. B*, **89**(2), 80 (2013). DOI: 10.2183/pjab.89.80
- [16] I.M. Pazukha, D.I. Saltykov, Y.O. Shkurdoda, A.I. Saltykova, V.B. Loboda, V.V. Shchotkin, S.R. Dolgov-Gordiichuk. *Proc. 2021 IEEE 11th International Conference Nanomaterials: Applications & Properties (NAP)* (Odessa, Ukraine, 2021), 4 p. DOI: 10.1109/NAP51885.2021.9568507
- [17] Z. Frait, P. Sturč, K. Temst, Y. Bruynseraede, I. Vávra. *Solid State Commun.*, **112**(10), 569 (1999). DOI: 10.1016/S0038-1098(99)00392-0
- [18] В.В. Устинов, А.Б. Ринкевич, Л.Н. Ромашев, Е.А. Кузнецов. *Письма в ЖТФ*, **33**(18), 23 (2007). [V.V. Ustinov, A.B. Rinkevich, L.N. Romashev, E.A. Kuznetsov. *Tech. Phys. Lett.*, **33**(9), 771 (2007). DOI: 10.1134/S1063785007090179]
- [19] В.В. Устинов, А.Б. Ринкевич, Л.Н. Ромашев, Е.А. Кузнецов. *ЖТФ*, **79**(8), 71 (2009). [V.V. Ustinov, A.B. Rinkevich, L.N. Romashev, E.A. Kuznetsov. *Tech. Phys.*, **54**(8), 1156 (2009). DOI: 10.1134/S1063784209080106]
- [20] А.Б. Ринкевич, Е.А. Кузнецов, Д.В. Перов, М.А. Миляев. *ЖТФ*, **91**(2), 308 (2021). DOI: 10.21883/JTF.2021.02.50367.229-20 [A.B. Rinkevich, E.A. Kuznetsov, D.V. Perov, M.A. Milyaev. *Tech. Phys.*, **66**(2), 298 (2021). DOI: 10.1134/S1063784221020171]
- [21] D.E. Endean, J.N. Heyman, S. Maat, E. Dan Dahlberg. *Phys. Rev. B*, **84**(21), 212405 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevB.84.212405

- [22] Л.М. Бреховских. *Волны в слоистых средах* (Наука, М., 1973) [L.M. Brekhovskikh. *Waves in Layered Media* (Academic Press, London, 1980)]
- [23] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. *Магнитные колебания и волны* (Наука, М., 1994) [A.G. Gurevich, G.A. Melkov. *Magnetic Oscillations and Waves* (CRC Press, Boca Raton, 1996)]
- [24] J.V. Conway. *Functions of one Complex Variable* (Springer-Verlag, NY, Heidelberg, Berlin, 1978)
- [25] Д.В. Перов, А.Б. Ринкевич. ФММ, **120** (4), 360 (2019). DOI: 10.1134/S0015323019040107 [D.V. Perov, A.B. Rinkevich. Phys. Met. Metallogr., **120** (4), 333 (2019). DOI: 10.1134/S0031918X19040100]
- [26] А.Д. Григорьев. *Электродинамика и техника СВЧ* (Высшая школа, М., 1990)
- [27] R.E. Collin. *Foundations for Microwave Engineering* (Wiley–Interscience–IEEE, NY., 2001)