

Спиновые клапаны CoFe/Cu/CoFe/FeMn и трехслойные наноструктуры CoFe/Cu/CoFe на микроволновых частотах

© А.Б. Ринкевич,¹ Е.А. Кузнецов,^{1,2} Д.В. Перов,¹ М.А. Миляев,¹ Л.И. Наумова,¹ М.В. Макарова¹

¹ Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН,
620108 Екатеринбург, Россия

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

Поступило в Редакцию 24 июня 2022 г.

В окончательной редакции 10 июля 2022 г.

Принято к публикации 21 июля 2022 г.

Исследовано микроволновое магнитосопротивление спиновых клапанов CoFe/Cu/CoFe/FeMn и трехслойных наноструктур CoFe/Cu/CoFe с высоким магнитосопротивлением. Измерения коэффициентов прохождения и отражения выполнены на частотах от 26 до 38 GHz в магнитных полях до 12 kOe. Показано, что зависимости коэффициента прохождения спиновых клапанов несимметричны относительно оси $H = 0$, так же как зависимости магнитосопротивления. Установлено, что относительные изменения микроволнового коэффициента прохождения в 1.5–2 раза превышают относительное магнитосопротивление, измеренное на постоянном токе. Изменения коэффициента отражения имеют меньшую величину и противоположный знак по отношению к изменениям коэффициента прохождения.

Ключевые слова: металлические сверхрешетки, спиновые клапаны, ферромагнитный резонанс, ферромагнитный антирезонанс, микроволновой гигантский магниторезистивный эффект.

DOI: 10.21883/JTF.2022.11.53445.168-22

Введение

Характерной чертой наноструктур типа „спиновый клапан“ является резкое изменение их электрического сопротивления в области слабых магнитных полей. По сравнению со сверхрешетками спиновые клапаны имеют более высокую чувствительность к магнитному полю. Благодаря этому свойству спиновые клапаны используются в качестве чувствительных элементов сенсоров и в считывающих головках [1], в различных приложениях магнитоэлектроники и спинтроники [2–8]. В спиновых клапанах в относительно слабых полях перемагничивается один из ферромагнитных слоев, называемый свободным. В состав спиновых клапанов входят еще второй ферромагнитный слой, закрепленный обменным взаимодействием с соседним слоем из антиферромагнитного материала. Между свободным и закрепленным ферромагнитными слоями в спиновом клапане расположен немагнитный слой. Важными функциональными характеристиками спиновых клапанов являются величина и знак поля переключения, а также величина гистерезиса. Гистерезис в намагниченности и магнитосопротивлении спиновых клапанов исследован теоретически в [9]. Получены зависимости ширины петли гистерезиса от величины обменного поля, действующего на свободный ферромагнитный слой. Влияние магнитодипольного взаимодействия на равновесное магнитное состояние трехслойных наноструктур и на динамику магнитного момента под действием импульса субнаносекундной длительности изучено в [10]. Свойства слоя антиферромаг-

нитного материала определяют термическую стабильность и задают верхнюю границу температур, до которой спиновые клапаны сохраняют свои свойства [11]. Гигантское магнитосопротивление спиновых клапанов Co/Cu/Co было рассчитано из первых принципов [12]. Обменное взаимодействие в трехслойных наноструктурах CoFe/Cu/NiFe в зависимости от толщины спейсера Cu было исследовано в [13] с использованием метода ферромагнитного резонанса. Усиление гигантского магнитосопротивления в эпитаксиальных многослойных наноструктурах Co₅₀Fe₅₀/Cu с метастабильным спейсером из объемно-центрированной меди обнаружено в [14]. Система CoFe/Cu привлекательна для применения в сенсорах благодаря высокому магнитосопротивлению и малой ширине петли гистерезиса, получаемой, например, при использовании составного буферного слоя Ta/(Ni₈₀Fe₂₀)₆₀Cr₄₀ = Ta/PuCr, способствующего формированию острой текстуры <111>. Для приготовления спиновых клапанов с оптимальными характеристиками необходим учет магнитной анизотропии, требуется тщательный подбор материала, толщины буферных слоев и термомагнитная обработка [15].

Исследование гигантского магниторезистивного эффекта (GMR) на микроволнах позволяет определить частотную зависимость и границы существования эффекта, а также совместное влияние ферромагнитного резонанса и GMR на измеряемые величины. Современное состояние исследований магнитных металлических наноструктур методами прохождения и отражения микроволн проанализировано в [16]. Мик-

роволновой гигантский магниторезистивный эффект (μ GMR) в спиновых клапанах был изучен в работе [17]. Там выполнено исследование μ GMR в прохождении и отражении электромагнитных волн от спиновых клапанов Ta(10)/NiFe(3)/IrMn(6)/CoFe(1.5–3)/Cu(2.5)/CoFe(1)/NiFe(2)/Ta(2), здесь в скобках указана толщина слоя в нанометрах. В [17] показано, что полевая зависимость коэффициента отражения, в сравнении с зависимостью коэффициента прохождения, имеет противоположный знак и меньшую величину.

В настоящей работе представлены результаты исследований частотных характеристик микроволнового магнитосопротивления спиновых клапанов и трехслойных наноструктур системы CoFe/Cu/CoFe. Исследуемые спиновые клапаны имеют максимальное магнитосопротивление ~ 10 – 12% и магниторезистивную чувствительность около $0.3\%/Oe$. Микроволновые измерения выполнены методом прохождения и отражения на частотах миллиметрового диапазона. Проведено сопоставление изменений коэффициента прохождения и гигантского магнитосопротивления спиновых клапанов. Выполнено сравнение микроволновых свойств спиновых клапанов CoFe/Cu/CoFe/FeMn и трехслойных наноструктур CoFe/Cu/CoFe. Целью этого сопоставления является выявление влияния антиферромагнитного слоя FeMn на процессы перемагничивания слоев и на микроволновые характеристики.

1. Приготовление и рентгеновское исследование образцов

Для получения требуемых магниторезистивных характеристик спинового клапана важны: материал, толщина и особенности микроструктуры каждого слоя, магнитная анизотропия, наведенная при напылении или последующей термомагнитной обработке. Выбору материалов буферного слоя спиновых клапанов посвящены работы [18–20]. Известно, что формирование текстуры $\langle 111 \rangle$ в спиновых клапанах на основе ГЦК материалов позволяет существенно уменьшить ширину петли гистерезиса, что объясняется уменьшением локальных флуктуаций магнитной кристаллической анизотропии в плоскости пленки.

Спиновые клапаны изготавливались методом магнетронного напыления с помощью высоковакуумной напылительной магнетронной установки MPS-4000-C6 (Ulvac). Напыление производится в атмосфере особо чистого аргона при давлении $0.1 Pa$. Подложка при напылении вращается для обеспечения одинаковой толщины пленки по всей поверхности подложки. Основные технологические параметры при напылении наноструктур таковы: мощность магнетронов — $100 W$; частота вращения подложки — $8 rpm$; напряженность магнитного поля в плоскости подложки — $80 Oe$; температура подложки во время напыления — комнатная. Определение скорости напыления каждого материала производилось

на приготовленных вспомогательных двухслойных пленках со ступенькой путем измерения высоты ступеньки оптическим профилометром-интерферометром Zygo NewView 7300. Для сплава $Co_{90}Fe_{10}$ скорость напыления составляла $2.7 nm/min$, для Cu — $6.5 nm/min$.

Были выращены образцы следующих композиций: спиновые клапаны glass/Ta(5)/PyCr(5)/CoFe(3.5)/Cu(2)/CoFe(3.5)/FeMn(15)/Ta(5) — образец № 1, glass/Ta(5)/PyCr(5)/CoFe(3.5)/Cu(2)/CoFe(3.5)/FeMn(20)/Ta(5) — образец № 2; трехслойные наноструктуры glass/Ta(5)/CoFe(3.5)/Cu(2)/CoFe(3.5)/Ta(5) — образец № 3, glass/Ta(10)/CoFe(3.5)/Cu(2)/CoFe(3.5)/Ta(5) — образец № 4. Образцы выращены на подложке из стекла Corning толщиной $0.2 mm$. Образцы спиновых клапанов отличаются друг от друга толщиной слоя антиферромагнетика FeMn, а образцы трехслойных наноструктур — толщиной буферного слоя тантала. Рентгеноструктурные исследования выполнены на дифрактометре PANalytical Empyrean в Co излучении с длиной волны 1.79 \AA в геометрии параллельного пучка и плоскопараллельным коллиматором с плоским графитовым монохроматором. Качество слоистой структуры, толщины слоев и степень несовершенства межслойных границ образцов были определены на основании данных рентгеновской рефлектометрии. Обработку рефлектограмм проводили с помощью программы PANalytical X'Pert Reflectivity.

На рис. 1, *a* представлена рефлектограмма для образцов glass/Ta(5)/CoFe(3.5)/Cu(2)/CoFe(3.5)/Ta(5) (образец № 3), glass/Ta(10)/CoFe(3.5)/Cu(2)/CoFe(3.5)/Ta(5) (образец № 4). Все образцы имеют слоистую структуру, резкие межслойные границы со среднеквадратичной шероховатостью 3 – 7 \AA . Рентгенограмма для спинового клапана glass/Ta(5)/PyCr(5)/CoFe(3.5)/Cu(2)/CoFe(3.5)/FeMn(20)/Ta(5) (образец № 2) в области малых углов приведена на рис. 1, *b*. Различие между измеренной рентгенограммой и результатом ее обработки заметно только в интервале углов 6 – 8° , а в целом получено хорошее соответствие зависимостей. Это доказывает присутствие слоистой структуры и резких межслойных границ.

2. Магнитные и магниторезистивные свойства

При измерениях магнитных характеристик спиновых клапанов требуется высокочувствительное измерительное оборудование из-за малого количества магнитного материала в образце. Резкое изменение намагниченности происходит в области слабых магнитных полей напряженностью от нескольких эрстед до десятков эрстед, поэтому основные результаты были получены с использованием специально разработанного автоматизированного вибрационного магнитометра. Магнитометр имеет следующие технические характеристики: максимальная напряженность магнитного поля: $\pm 20 kOe$; погрешность

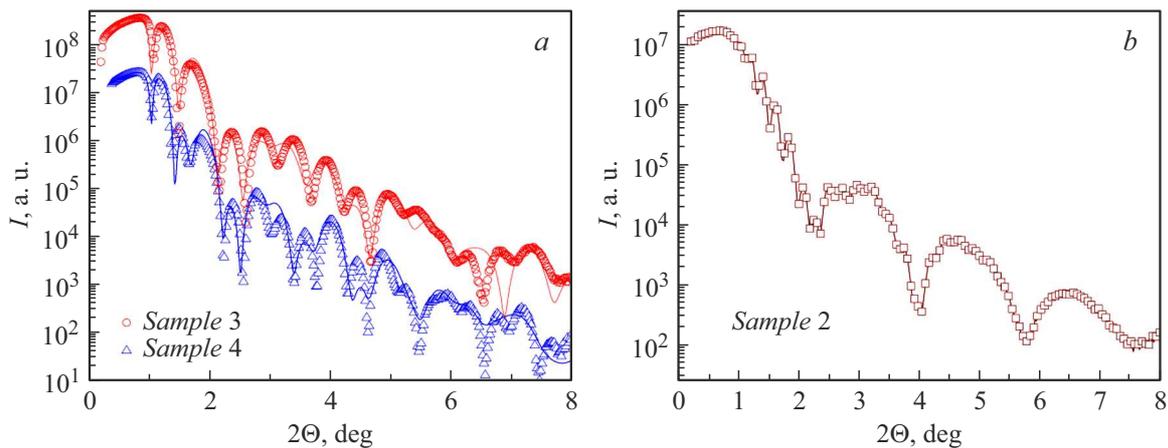


Рис. 1. Экспериментальные данные (символы) и результат обработки (линии) рентгеновской рефлектометрии для трехслойных наноструктур (а); рентгеновская дифрактограмма для спинового клапана образец № 2 в области малых углов (b).

измерения магнитного момента 3%. Магнитосопротивление измерено четырехконтактным методом в полях до ± 2 кОе. Магнитное поле было направлено в плоскости слоев перпендикулярно вектору плотности тока. Измерения намагниченности и магнитосопротивления выполнены при комнатной температуре.

Рассмотрим изменение ориентации магнитных моментов слоев при перемагничивании спиновых клапанов. Магнитный момент одного ферромагнитного слоя закреплен с помощью обменного взаимодействия с соседним слоем антиферромагнетика. Перемагничивание этого слоя происходит в полях, близких к полю обменного H_{EX} смещения, определяемого обменным взаимодействием на границе ферромагнетик/антиферромагнетик. Второй ферромагнитный слой скачком перемагничивается в поле переключения, близком к $H = 0$ [15]. Величина поля переключения H_I определяется величиной взаимодействия между свободным и закрепленным слоями. В интервале полей между H_I и H_{EX} устанавливается антиферромагнитное упорядочение магнитных моментов слоев. Однонаправленная анизотропия приводит к сдвигу петли перемагничивания закрепленного слоя на величину поля обменного смещения. Однонаправленная анизотропия формируется в процессе напыления наноструктуры в магнитном поле. Направление оси однонаправленной анизотропии совпадает с направлением магнитного момента соседнего ферромагнитного слоя при напылении наноструктуры и может быть изменено с помощью специальной термомагнитной обработки [15].

Петля магнитного гистерезиса для образца № 2 — спинового клапана состава glass/Ta(5)/PyCr(5)/CoFe(3.5)/Cu(2)/CoFe(3.5)/FeMn(20)/Ta(5) — приведена на рис. 2, с. В интервалах полей менее -20 Ое и более 200 Ое реализуется параллельная ориентация магнитных моментов двух слоев CoFe. Видно, что для спинового клапана симметрия петли не осуществляется, на рис. 2, с петля сдвинута в область положительных

полей. Подобная петля гистерезиса наблюдается у образца № 1.

Для проведения измерений магнитосопротивления пленочных образцов использован четырехконтактный метод. Магниторезистивные зависимости для образцов трехслойных наноструктур № 3 — glass/Ta(5)/CoFe(3.5)/Cu(2)/CoFe(3.5)/Ta(5) и № 4 — glass/Ta(10)/CoFe(3.5)/Cu(2)/CoFe(3.5)/Ta(5) показаны на рис. 3. Во всем диапазоне магнитного поля до поля от до наблюдается плавное изменение сопротивления, зависящее от угла между намагниченностями слоев. Максимальная величина относительного магнитосопротивления у образца № 3 с толщиной буферного слоя 5 nm несколько больше, чем у образца № 4.

Несколько иначе выглядят магниторезистивные зависимости для спиновых клапанов № 1 — glass/Ta(5)/PyCr(5)/CoFe(3.5)/Cu(2)/CoFe(3.5)/FeMn(15)/Ta(5) и № 2 — glass/Ta(5)/PyCr(5)/CoFe(3.5)/Cu(2)/CoFe(3.5)/FeMn(20)/Ta(5). В поле переключения вблизи $H = 0$ происходит резкое изменение сопротивления в узком интервале слабых магнитных полей (рис. 4). В магниторезистивной зависимости присутствует гистерезис. Для применения в сенсорах важно, чтобы этот гистерезис в области малых полей был минимальной ширины. Магниторезистивные зависимости спиновых клапанов не обладают симметрией относительно оси $H = 0$.

3. Микроволновое прохождение и отражение

Методика микроволновых измерений прохождения и отражения изложена в [16,21,22]. Образец помещается в металлическую оправку, и края тщательно промазываются проводящей пастой, чтобы предотвратить нежелательное просачивание волн помимо образца. Оправка с образцом размещается между фланцами прямоугольного волновода. Таким образом, образец

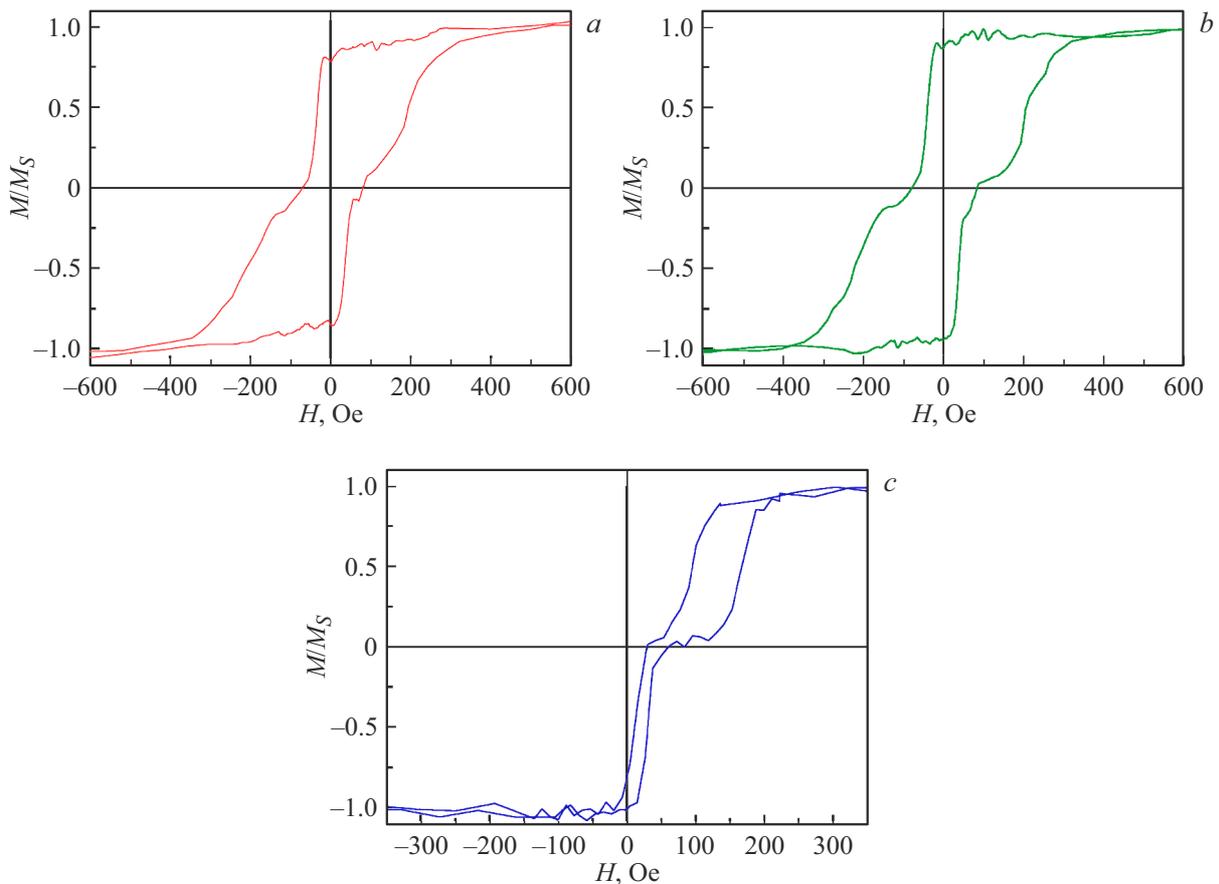


Рис. 2. Петли гистерезиса, измеренные при комнатной температуре в образцах трехслойных наноструктур glass/Ta(5)/CoFe(3.5)/Cu(2)/CoFe(3.5)/Ta(5) (образец № 3) (a), glass/Ta(10)/CoFe(3.5)/Cu(2)/CoFe(3.5)/Ta(5) (образец № 4) (b); петля магнитного гистерезиса для образца № 2 — спинового клапана состава glass/Ta(5)/PyCr(5)/CoFe(3.5)/Cu(2)/CoFe(3.5)/FeMn(20)/Ta(5) (c).

полностью перекрывает поперечное сечение волновода. Измеряются модуль коэффициента прохождения T и отражения R и их изменения в магнитном поле. Относительные изменения коэффициентов определяются как $t_m = (|T(H)| - |T(0)|)/|T(0)|$, где $|T(H)|$ — модуль коэффициента прохождения и $r_m = (|R(H)| - |R(0)|)/|R(0)|$, где $|R(H)|$ — модуль коэффициента отражения.

На рис. 5 показаны зависимости от магнитного поля микроволновых коэффициентов для образца трехслойной наноструктуры № 4 — glass/Ta(10)/CoFe(3.5)/Cu(2)/CoFe(3.5)/Ta(5). На рис. 5, a представлены результаты измерения коэффициента прохождения на нескольких частотах, показывающие слабую частотную зависимость μ GMR. На рис. 5, b проведено сопоставление зависимостей коэффициентов прохождения и отражения. Изменения коэффициента прохождения имеют положительный знак, а коэффициента отражения — отрицательный, и эти изменения меньше по величине. Изменения коэффициентов в магнитном поле для трехслойных наноструктур симметричны относительно линии $H = 0$.

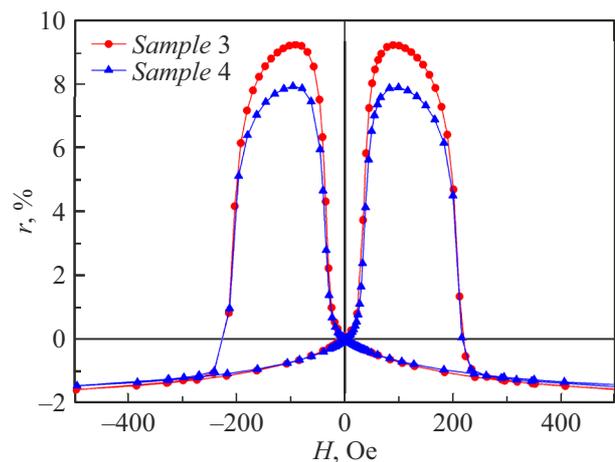


Рис. 3. Магниторезистивные зависимости для образцов трехслойных наноструктур № 3 и № 4.

При измерениях трехслойной наноструктуры № 3 — glass/Ta(10)/CoFe(3.5)/Cu(2)/CoFe(3.5)/Ta(5), помимо μ GMR, наблюдался еще ферромагнитный

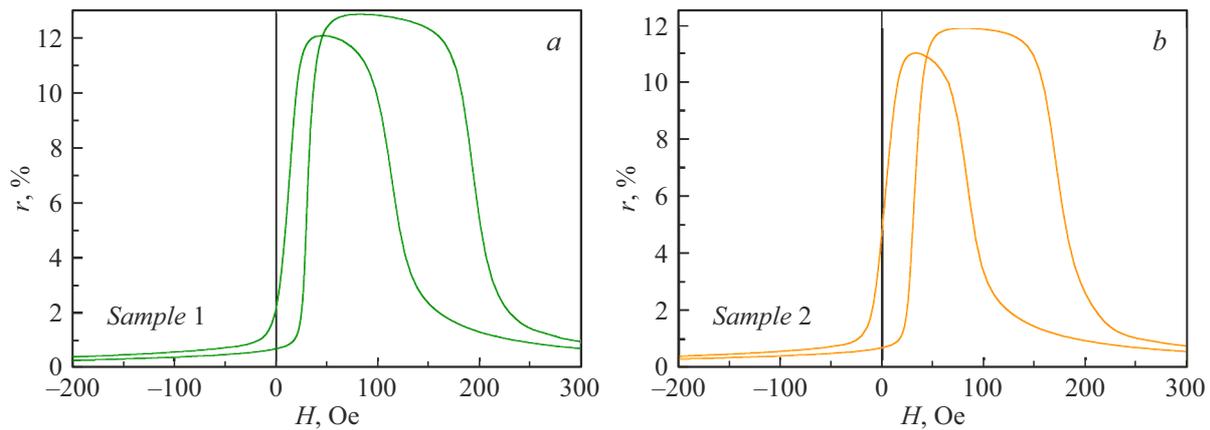


Рис. 4. Магниторезистивные зависимости для образцов спиновых клапанов № 1 (а) и № 2 (b).

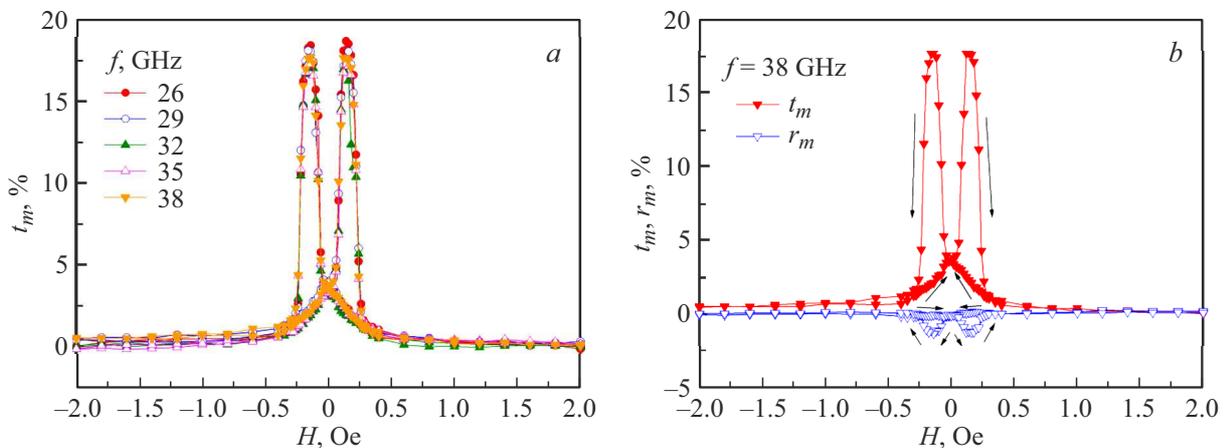


Рис. 5. Зависимости от магнитного поля микроволновых коэффициентов для образца трехслойной наноструктуры № 4: измерения коэффициента прохождения на нескольких частотах (а); сопоставление зависимостей коэффициентов прохождения и отражения (b).

резонанс (FMR) (рис. 6, а). Изменения в слабых полях порядка ± 0.3 кОе вызваны μ GMR, подобно образцу № 4. Минимум коэффициента прохождения в полях ~ 8 кОе вызван поглощением волн при выполнении условия FMR. На рис. 6, b представлены зависимости, измеренные в интервале полей от 2 до 12 кОе на нескольких частотах. На зависимостях, измеренных на частотах 26, 29 и 32 GHz, наблюдается минимум, обусловленный FMR. Поле минимума с увеличением частоты смещается в область более сильных полей, и на частотах 35 и 38 GHz поля в 12 кОе недостаточно, чтобы достигнуть минимума. На частотах 32 GHz и более в полях, меньших поля FMR, наблюдается максимум коэффициента прохождения. Как указано в [23], этот максимум вызван ферромагнитным антирезонансом (FMAR), который в ферромагнитных металлических пленках и наноструктурах соответствует полю, в котором действительная часть эффективной магнитной проницаемости обращается в нуль. По положению экстремумов на рис. 6, b построены спектры

FMR и FMAR (рис. 6, c). Трехслойные наноструктуры ранее мало исследовались методами прохождения и отражения волн [18]. По сравнению с работой [18] в настоящей работе измерены полевые зависимости не только коэффициента прохождения, но и коэффициента отражения, а также исследован эффект FMAR.

Эффект μ GMR наблюдается в образцах спиновых клапанов на частотах миллиметрового диапазона длин волн. Это более высокие частоты, чем использованные в [17]. Результаты измерений для образца № 1 представлены на рис. 7. На рис. 7, а показаны зависимости от магнитного поля микроволнового коэффициента прохождения на нескольких частотах. Видно, что зависимости, измеренные на разных частотах, близки друг к другу, так что частотная зависимость эффекта μ GMR слабая. Зависимость коэффициента отражения на частоте $f = 26$ GHz показана на рис. 7, b. Как и в случае трехслойных наноструктур, полевая зависимость коэффициента отражения имеет отрицательный знак и значительно меньше по величине, чем зависимость

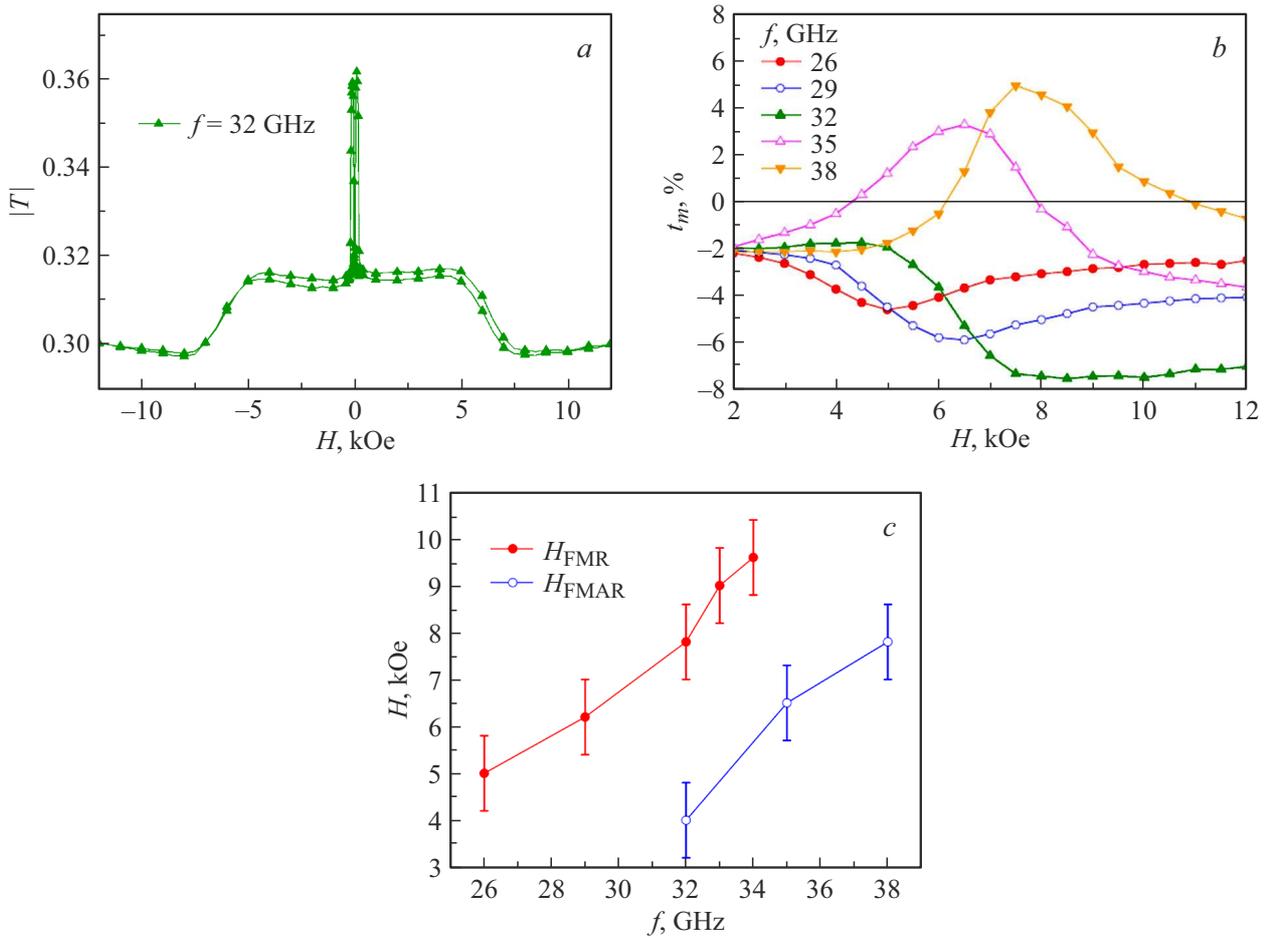


Рис. 6. Зависимость от магнитного поля модуля коэффициента прохождения для образца трехслойной наноструктуры № 3: зависимость, измеренная на частоте $f = 32$ GHz (a); зависимости, измеренные в интервале полей от 2 до 12 kOe на нескольких частотах (b); спектры FMR и FMAR, построенные по экстремумам зависимостей коэффициентов прохождения и отражения (c).

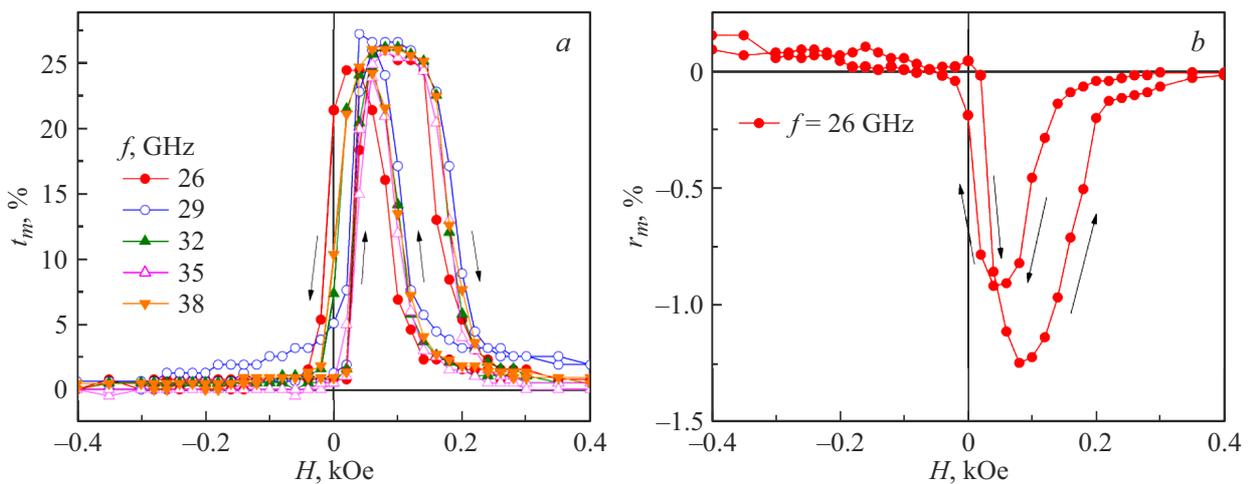


Рис. 7. Зависимости от магнитного поля микроволновых коэффициентов для образца спинового клапана № 1: измерения коэффициента прохождения на нескольких частотах (a); измерения коэффициента отражения на частоте $f = 26$ GHz (b).

коэффициента прохождения. Полевые зависимости коэффициентов прохождения и отражения микроволн для

спиновых клапанов не обладают симметрией относительно линии $H = 0$.

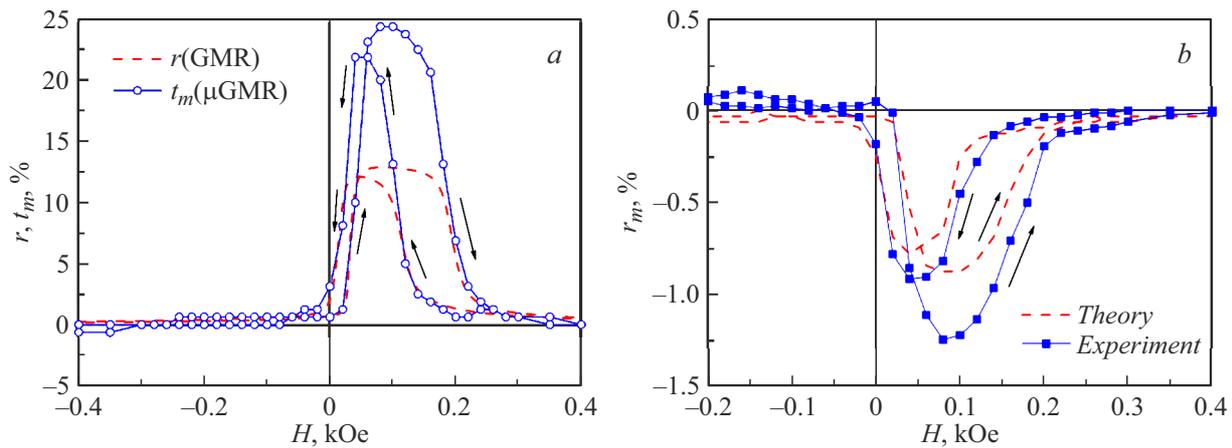


Рис. 8. Сравнение зависимости магнитосопротивления и изменений коэффициента прохождения при $f = 26$ GHz (a); экспериментально измеренная на частоте 26 GHz зависимость коэффициента отражения от магнитного поля и рассчитанная из измерений коэффициента прохождения по формуле (3) (b).

4. Обсуждение результатов

Проведем сопоставление магнитосопротивления и изменений микроволнового прохождения. Из выполненных ранее работ [16] следует, что в приближении, в котором многослойная наноструктура заменяется однородной пленкой с эффективными параметрами, для диапазонов сантиметровых и миллиметровых волн осуществляется примерное равенство относительного магнитосопротивления и относительных изменений микроволнового коэффициента прохождения. Это равенство следует из формулы для коэффициента прохождения T электромагнитной волны через металлическую пластину

$$T = \frac{2Z_m}{2Z_m \operatorname{ch} k_m d + Z \operatorname{sh} k_m d}, \quad (1)$$

которая является частным случаем выражения коэффициента отражения от плоского слоя [24,25] для случая хорошо проводящей среды.

В формуле (1) $k_m = (1 + i)/\delta$ — волновое число в условиях нормального скин-эффекта, δ — глубина скин-слоя, d — суммарная толщина металла всей наноструктуры. Импеданс металлической наноструктуры Z_m намного меньше импеданса волновода Z , $|Z_m| \ll Z$. На волнах миллиметрового диапазона осуществляется неравенство $d \ll \delta$. Для значений толщины наноструктур от единиц до сотен нанометров выполняется неравенство $k_m d \ll 1$, и из формулы (1) следует взаимно однозначное соответствие изменений коэффициента прохождения t_m и относительного магнитосопротивления r :

$$t_m = r. \quad (2)$$

Взаимно однозначное соответствие (2) выполняется для сверхрешеток Fe/Cr, Co/Cu, AgPt/Co [26–28]. В работе [17], где исследованы спиновые клапаны Ta(10)/NiFe(3)/IrMn(6)/CoFe(1.5–3)/Cu(2.5)/CoFe(1)/

NiFe(2)/Ta(2), сделано заключение, что относительное изменение коэффициента прохождения должно быть равно удвоенному относительному магнитосопротивлению. Различие с (2) связано с тем, что в [17] микроволновый коэффициент прохождения был введен как отношение прошедшей мощности к падающей, в отличие от принятого нами определения этой величины как отношения прошедшей амплитуды волны к падающей. Если $t_m \ll 1$ и $r \ll 1$, то формула (1) и выводы, сделанные в [17], эквивалентны. Однако в [16] было замечено, что относительные изменения микроволнового коэффициента прохождения превышают r . Такое наблюдалось как для сверхрешеток (CoFe/Cu) n , так и для трехслойных наноструктур CoFe/Cu/CoFe. Для трехслойных наноструктур $t_m > r$ даже при $r \approx 0.1 \ll 1$. В [18] отклонение от равенства (2) связывается с принятым предположением о замене многослойной наноструктуры однородной пленкой с эффективными параметрами. В этом приближении не учитываются межслойные границы и условия закрепления спинов на них. Поэтому формулу (1) следует рассматривать как приближенную. На рис. 8,а проведено сопоставление зависимостей от магнитного поля магнитосопротивления r , измеренного на постоянном токе, и относительных изменений коэффициента прохождения на частоте 26 GHz в образце спинового клапана № 1. Видно, что при сходстве типа зависимостей, величина изменений t_m значительно больше r . Согласно равенству (2), величина t_m не зависит от частоты, если нет частотной дисперсии проводимости. Данные рис. 5,а для трехслойных наноструктур и рис. 7,а для спиновых клапанов говорят о слабой частотной зависимости микроволновых изменений.

Теперь проанализируем полевую зависимость коэффициента отражения. В рамках ранее использованного приближения эффективных параметров полевые зависимости коэффициентов прохождения и отражения

связаны соотношением [23]:

$$r_m = -T(0)(1 - T(0))t_m, \quad (3)$$

где

$$T(0) = \frac{2\rho}{Zd\mu(0)}.$$

Здесь ρ — эффективная проводимость наноструктуры при $H = 0$, d — суммарная толщина слоев металла наноструктуры, $\mu(0)$ — магнитная проницаемость при $H = 0$. На частотах миллиметрового диапазона в рассматриваемых материалах $\mu(0) \approx 1$. Импеданс прямоугольного волновода Z рассчитывается по формуле [25,29,30]:

$$Z = \sqrt{\frac{\mu_0\epsilon_0}{1 - (\lambda/\lambda_c)^2}}, \quad (4)$$

где $\lambda = c/f$ — длина волны в свободном пространстве, c — скорость распространения электромагнитной волны в вакууме, $\lambda_c = 2a$ — критическая длина волны волновода, $a = 7.2$ mm — больший размер поперечного сечения экранированного волновода прямоугольного сечения, μ и ϵ_0 — магнитная и диэлектрическая проницаемости вакуума. Для спинового клапана № 1 $d = 39$ nm, $\rho = 0.483 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{m}$ [14], $Z = 612 \Omega$ на частоте 26 GHz. Сопоставление экспериментально измеренной зависимости микроволнового коэффициента отражения и зависимости, рассчитанной по формуле (3) из зависимости изменений коэффициента прохождения t_m , проведено на рис. 8, *b*. Видно сходство типа этих зависимостей, приблизительное соответствие полей экстремумов, однако есть расхождение в величине изменений. В частности, эксперимент дает для коэффициента отражения на частоте 26 GHz максимальное изменение в -1.3% , а расчет — величину $r_m \approx -0.7\%$. Как и выше, мы связываем это различие с влиянием межслойных границ и с закреплением спинов на границах. Формулу (3), при выводе которой использовано приближение эффективной среды, также следует считать приближенной.

Заключение

Выполнено исследование микроволновых свойств и магнитосопротивления спиновых клапанов и трехслойных наноструктур. Для исследования выбраны спиновые клапаны CoFe/Cu/CoFe/FeMn с высоким магнитосопротивлением и малым гистерезисом в области слабых полей. Для сравнения выполнены измерения на трехслойных наноструктурах CoFe/Cu/CoFe, не имеющих слоя антиферромагнетика FeMn. Спиновые клапаны и трехслойные наноструктуры выращены методом магнетронного распыления.

Установлено, что зависимости коэффициента прохождения микроволн от магнитного поля вызваны микроволновым гигантским магниторезистивным эффектом. Они по форме подобны магнитосопротивлению, измеренному на постоянном токе. Надежно доказано, что в

спиновых клапанах CoFe/Cu/CoFe/FeMn микроволновые изменения, вызванные μGMR , значительно превосходят относительное магнитосопротивление по величине. Различие связывается с влиянием интерфейсов в наноструктурах и с закреплением спинов на границах. В рассмотренном интервале частот 26–38 GHz практически отсутствует частотная зависимость изменений микроволнового коэффициента прохождения. В результате проведенного исследования можно заключить, что спиновые клапаны CoFe/Cu/CoFe/FeMn сохраняют магниторезистивные свойства на частотах по крайней мере до 38 GHz. Изменения микроволнового магнитосопротивления для трехслойных наноструктур CoFe/Cu/CoFe симметричны относительно линии $H = 0$, а для спиновых клапанов CoFe/Cu/CoFe/FeMn — резко асимметричны. Подобное наблюдается для зависимостей магнитосопротивления. Изменения микроволнового коэффициента отражения противоположны по знаку по отношению к изменениям коэффициента прохождения.

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] B. Dieny, V.S. Speriosu, S.S.P. Parkin, B.A. Gurney, D.R. Whilhoit, D. Mauri. *Phys. Rev. B*, **43** (1), 1297(R) (1991). DOI: 10.1103/PhysRevB.43.1297
- [2] S. Cardoso, D.C. Leitao, T.M. Dias, J. Valadeiro, M.D. Silva, A. Chicharo, V. Silverio, J. Gaspar, P.P. Freitas. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **50** (21), 213001 (2017). DOI: 10.1088/1361-6463/aa66ec
- [3] B. Dieny. In: *Magneto-electronics*, ed. by M. Johnson. (Elsevier, Amsterdam, London, 2004), p. 67.
- [4] M. Oltsher, F. Eberle, T. Kuczmik, A. Bayer, D. Schuh, D. Bougeard, M. Ciorga, D. Weiss. *Nat. Commun.*, **8**, 1807 (2017). DOI: 10.1038/s41467-017-01933-2
- [5] V.C. Martins, J. Germano, F.A. Cardoso, J. Loureiro, S. Cardoso, L. Sousa, M. Piedade, L.P. Fonseca, P.P. Freitas. *J. Magn. Magn. Mater.*, **322** (9–12), 1655 (2010). DOI: 10.1016/j.jmmm.2009.02.141
- [6] A. Chicharo, F. Cardoso, S. Cardoso, P.P. Freitas. *IEEE Trans. Magn.*, **50** (11), 5102204 (2014). DOI: 10.1109/TMAG.2014.2325813
- [7] P.P. Freitas, R. Ferreira, S. Cardoso. *Proc. IEEE*, **104** (10), 1894 (2016). DOI: 10.1109/JPROC.2016.2578303
- [8] K. Matsuki, R. Ohshima, L. Leiva, Y. Ando, T. Shinjo, T. Tsuchiya, M. Shiraishi. *Sci. Rep.*, **10**, 10699 (2020). DOI: 10.1038/s41598-020-67762-4

- [9] Н.Г. Бебенин, В.В. Устинов. ФММ, **116** (2), 179 (2015). DOI: 10.7868/S0015323015020035 [N.G. Bebenin, V.V. Ustinov. Phys. Met. Metallogr., **116** (2), 170 (2015). DOI: 10.1134/S0031918X15020039]
- [10] D.V. Berkov, N.L. Gorn. J. Appl. Phys., **103** (5), 053908 (2008). DOI: 10.1063/1.2890397
- [11] Z.R. Tadisina, S. Gupta, P. LeClair, T. Mewes. J. Vac. Sci. Technol. A, **26** (4), 735 (2008). DOI: 10.1116/1.2912070
- [12] W.H. Butler, X.-G. Zhang, D.M.C. Nicholson. Phys. Rev. B, **52** (18), 13399 (1995). DOI: 10.1103/PhysRevB.52.13399
- [13] J.-S. Baek, W.-Y. Lim, S.-H. Lee, M.-Y. Kim, J.-R. Rhee. J. Magn., **5** (4), 139 (2000).
- [14] K.B. Fathoni, Y. Sakuraba, T. Sasaki, Y. Miura, J.W. Jung, T. Nakatani, K. Hono. APL Mater., **7** (11), 111106 (2019). DOI: 10.1063/1.5119370
- [15] Л.И. Наумова, М.А. Миляев, Р.С. Заворницын, А.Ю. Павлова, И.К. Максимова, Т.П. Криницина, Т.А. Чернышова, В.В. Проглядо, В.В. Устинов. ФММ, **120** (7), 710 (2019). DOI: 10.1134/S0015323019070076 [L.I. Naumova, M.A. Milyaev, R.S. Zavornitsin, A.Y. Pavlova, I.K. Maksimova, T.P. Krinitsina, T.A. Chernyshova, V.V. Proglyado, V.V. Ustinov. Phys. Met. Metallogr., **120** (7), 653 (2019).]
- [16] А.Б. Ринкевич, Е.А. Кузнецов, М.А. Миляев, Л.Н. Ромашев, В.В. Устинов. ФММ, **121** (12), 1239 (2020). DOI: 10.31857/S0015323020120116 [A.B. Rinkevich, E.A. Kuznetsov, M.A. Milyaev, L.N. Romashev, V.V. Ustinov. Phys. Met. Metallogr., **121** (12), 1137 (2020). DOI: 10.1134/S0031918X2012011X]
- [17] D.E. Endean, J.N. Heyman, S. Maat, E. Dan Dahlberg. Phys. Rev. B, **84** (21), 212405 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevB.84.212405
- [18] В.В. Устинов, А.Б. Ринкевич, И.Г. Важенина, М.А. Миляев. ЖЭТФ, **158** (1), 139 (2020). DOI: 10.31857/S0044451020070135 [V.V. Ustinov, A.B. Rinkevich, I.G. Vazhenina, M.A. Milyaev. J. Exp. Theor. Phys., **131** (1), 139 (2020). DOI: 10.1134/S1063776120070171]
- [19] C.-L. Lee, A. Devasahayam, M. Mao, J. Kools, P. Cox, K. Masaryk, D. Mahenthiran. J. Munson. J. Appl. Phys., **93** (10), 8406 (2003). DOI: 10.1063/1.1558097
- [20] Y. Kamiguchi, K. Saito, H. Iwasaki, M. Sahashi. J. Appl. Phys., **79** (8), 6399 (1996). DOI: 10.1063/1.362011
- [21] X. Peng, A. Morrone, K. Nikolaev, M. Kief, M. Ostrowski. J. Magn. Magn. Mater., **321** (18), 2902 (2009). DOI: 10.1016/j.jmmm.2009.04.047
- [22] L.F. Chen, C.K. Ong, C.P. Neo, V.V. Varadan, V.K. Varadan. *Microwave Electronics: Measurement and Materials Characterization* (John Wiley & Sons, Hoboken, 2004), DOI: 10.1002/0470020466
- [23] 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]
- [24] Л.М. Бреховских. *Волны в слоистых средах* (Наука, М., 1973) [L.M. Brekhovskikh. *Waves in Layered Media* (Academic Press, London, 1980)]
- [25] Н.А. Семенов. *Техническая электродинамика* (Связь, М., 1972)
- [26] T. Rausch, T. Szczurek, M. Schlesinger. J. Appl. Phys., **85** (1), 314 (1999). DOI: 10.1063/1.369448
- [27] A. Rinkevich, L. Romashev, M. Milyaev, E. Kuznetsov, M. Angelakeris, P. Pouloupoulos. J. Magn. Magn. Mater., **317** (1), 15 (2007). DOI: 10.1016/j.jmmm.2007.03.209
- [28] D.P. Belozorov, V.N. Derkach, S.V. Nedukh, A.G. Ravlik, S.T. Roschenko, I.G. Shipkova, S.I. Tarapov, F. Yildiz. Int. J. Infrared Milli. Waves, **22** (11), 1669 (2001). DOI: 10.1023/A:1015060515794
- [29] R.E. Collin. *Field Theory of Guided Waves* (Wiley-Interscience-IEEE, NY., Chichester, Weinheim, Brisbane, Singapore, Toronto, 1991)
- [30] В.В. Никольский, Т.И. Никольская. *Электродинамика и распространение радиоволн* (Наука, М., 1989)