

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 539.216.2:537.621

ПРОХОЖДЕНИЕ МИКРОВОЛН ЧЕРЕЗ МАГНИТНЫЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ НАНОСТРУКТУРЫ

© 2020 г. А. Б. Ринкевич^{а, *}, Е. А. Кузнецов^{а, б}, М. А. Миляев^а, Л. Н. Ромашев^а, В. В. Устинов^а

^аИнститут физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108 Россия

^бФГАОУ ВО “Российский государственный профессионально-педагогический университет”,
ул. Машиностроителей, 11, Екатеринбург, 620012 Россия

*e-mail: rin@imp.uran.ru

Поступила в редакцию 21.07.2020 г.

После доработки 11.08.2020 г.

Принята к публикации 19.08.2020 г.

Рассмотрено проникновение электромагнитных волн дециметрового, сантиметрового и миллиметрового диапазонов через магнитные металлические наноструктуры. Приведена подробная информация о микроволновом гигантском магниторезистивном эффекте. Рассмотрены проявления ферромагнитного и спин-волнового резонансов в прохождении микроволн через наноструктуры.

Ключевые слова: металлические наноструктуры, гигантский магниторезистивный эффект, микроволны

DOI: 10.31857/S0015323020120116

ВВЕДЕНИЕ

Бурное развитие физики металлических наноструктур началось с открытия эффекта гигантского магнитосопротивления [1, 2]. Этот эффект наблюдается в металлических наноструктурах, в которых есть по крайней мере два слоя, магнитные моменты внутри которых ферромагнитно упорядочены. Соседние ферромагнитно упорядоченные слои разделены неферромагнитной прослойкой – спейсером. Толщина спейсера такова, что соседние ферромагнитные слои связаны обменным взаимодействием. В наноструктурах разного типа (сверхрешетках, спиновых клапанах, трехслойных наноструктурах и др.) реализуется различная магнитная структура, которая может управляться магнитным полем. Управление спином электрона в структурах пониженной размерности составляет предмет современной области науки – спинтроники [3–6]. Сильная зависимость электросопротивления металлических наноструктур от магнитного поля быстро нашла практическое применение во многих областях техники, в первую очередь в сенсорах и устройствах магниторезистивной памяти. Поэтому сразу возник вопрос, до каких частот может осуществляться гигантский магниторезистивный эффект (GMR), и может ли он реализовываться в диапазоне микроволн и в оптике? Ответ на эти вопросы был дан в последующих работах. Тот факт, что эффект GMR реализуется на микроволнах, был установлен в работах [7, 8], а в [9] было предложено применить метод прохождения

микроволн через наноструктуру, и этот метод оказался очень эффективным. Сам эффект в микроволновом диапазоне частот получил название “микроволновой гигантский магниторезистивный эффект” (μ GMR). Эффект GMR наблюдали также на инфракрасном излучении [10]. В этом обзоре мы сосредоточимся, в основном, на специфике μ GMR применительно к дециметровым, сантиметровым и миллиметровым волнам, т.е. к частотам от ~ 0.5 до ~ 100 ГГц. Обзор ранних работ по μ GMR был опубликован в 2009 г. [11]. С тех пор прошло более десяти лет, в рассматриваемой области появились новые направления и накоплен существенно новый экспериментальный материал.

Структура настоящего обзора такова. Сначала будут изложены результаты исследования межслоевого обменного взаимодействия и “обычного” GMR, т.е. измеряемого на постоянном токе или токе низкой частоты. Затем будут приведены некоторые сведения о выращивании и аттестации металлических наноструктур, об их магнитных и магниторезистивных свойствах. Эти вопросы родственны основной теме обзора, и здесь не дается сколько-нибудь полного их изложения. Цель их обсуждения в обзоре – дать представление об этих проблемах и привести необходимые литературные ссылки. Далее будет раскрыта физика метода прохождения микроволн, будет указано, от каких параметров наноструктуры зависят прошедший и отраженный сигналы, будет дано краткое описание аппаратуры, которая применяется для реали-

зации метода. В разд. “Прохождение микроволн через металлические наноструктуры различных типов” будут изложены основные экспериментальные результаты, полученные к настоящему времени методом прохождения микроволн. В последующих разделах будут описаны результаты исследования μGMR в нескольких специальных случаях, а именно, при отражении микроволн от наноструктуры и микроволновой магниторезистивный эффект при протекании тока поперек плоскости слоев наноструктуры. Далее будут приведены результаты исследования ферромагнитного резонанса и спинволнового резонанса, наблюдаемых в наноструктурах наряду с μGMR . В самое последнее время было изучено, как μGMR влияет на микроволновой показатель преломления.

1. МЕЖСЛОЕВОЕ ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

В этом разделе будут представлены необходимые для дальнейшего изложения сведения о межслоевом обменном взаимодействии в наноструктурах. Будут указаны основные типы магнитного упорядочения слоев в наноструктурах, дано понятие о билинейном и биквадратичном обмене и введены обменные константы. Для феноменологического описания магнитных и магниторезистивных свойств сверхрешеток используют следующее выражение для обменной энергии двух ферромагнитных слоев, разделенных спейсером:

$$E_{\text{ex}} = -J_1 \frac{(\mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2)}{M_1 M_2} - J_2 \frac{(\mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2)^2}{(M_1 M_2)^2}, \quad (1)$$

где \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 — намагниченности ферромагнитных слоев, J_1 и J_2 — параметры билинейного и биквадратичного обменного взаимодействия. Величина и знак обменных констант в (1) зависит от толщины слоев. В отсутствие внешнего магнитного поля оказываются возможными различные виды магнитного упорядочения соседних ферромагнитных слоев, как параллельное, антипараллельное, так и неколлинеарное [12]. Микроскопическая теория межслоевого обменного взаимодействия развита в работе [13]. Обменный параметр изменяется осциллирующим образом в зависимости от толщины немагнитной прослойки d_n , подобно модели косвенного обмена Рудермана—Киттеля—Касуйя—Иосиды [14–16]. В этой модели обменный параметр следующим образом зависит от толщины спейсера: $J_1 \sim \sin(2k_F d_n)/d_n^2$, где k_F — фермиевское волновое число в материале спейсера. В зависимости от величины d_n знак обменного параметра может быть как положительным, так и отрицательным. В первом случае упорядочение соседних ферромагнитных слоев будет параллельным, во втором — антипараллельным. Первый мак-

симум J_1 обычно приходится на толщину спейсера около 1 нм, второй — на толщину 2–2.2 нм.

2. ГИГАНТСКИЙ МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЙ ЭФФЕКТ

Гигантский магниторезистивный эффект (GMR) был открыт независимо Фертом и Грюнбергом и их соавторами в сверхрешетках $[\text{Fe}/\text{Cr}]_n$ [1, 2]. Эффект заключается в значительном, на десятки процентов, уменьшении электросопротивления сверхрешеток при приложении магнитного поля. Этот эффект исследовали в сверхрешетках, изготовленных из различных металлов. В качестве ферромагнитных используют железо, никель кобальт и их сплавы, металлы V, Cu, Ag, Cr, Au, Mo, Ru, Rh, Re, Ir применяют как материал спейсера. Общей целью исследований было создание наноструктур с максимальным GMR и по возможности малым магнитным полем насыщения эффекта. Рекордные значения магнитосопротивления получены для сверхрешеток Co/Cu и CoFe/Cu [15, 17, 18]. Наибольшее число исследований выполнено на сверхрешетках и других наноструктурах системы Fe/Cr. В настоящее время для практического использования требуются наноструктуры с большим максимальным магнитосопротивлением, в частности, системы CoFe/Cu и NiFe/Cu [19, 20].

Физической причиной гигантского магнитосопротивления металлических наноструктур является спин-зависимое рассеяние электронов проводимости. Наибольшее магнитосопротивление реализуется в парах ферромагнитный металл/неферромагнитный металл с наибольшей асимметрией спин-зависимого рассеяния [21]. Чаще всего эксперименты по измерению GMR выполняются в варианте, когда электрический ток протекает в плоскости наноструктуры. Это геометрия “current-in-plane” (CIP). Часть работ использует другую геометрию — “ток перпендикулярен плоскости слоев наноструктуры” (current-perpendicular-to-plane, CPP) [22, 23]. В этой геометрии дрейфовое движение электронов, создающее электрический ток, перпендикулярно слоям. В результате переход электронов из слоя в слой осуществляется чаще, а на границах слоев осуществляется аккумуляция спинов. В геометрии CPP эффект GMR больше, чем в геометрии CIP. Теоретическое описание эффекта GMR для различных направлений тока в геометрии CIP было выполнено в работах [24–26], а в геометрии CPP — в [27]. Единая для CIP и CPP конфигураций полуклассическая теория GMR представлена в работе [28]. Примеры магниторезистивных зависимостей для наноструктур разного типа будут приведены ниже, в разд. 4.

3. РОСТ И АТТЕСТАЦИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОСТРУКТУР

Эффект GMR реализуется в наноструктурах, у которых соседние ферромагнитные слои связаны обменным взаимодействием. Поэтому толщина слоев должна составлять десятые доли или единицы нанометров. Для получения металлических наноструктур со столь тонкими слоями основными способами считаются методы молекулярно-лучевой эпитаксии и магнетронного распыления [29]. Метод молекулярно-лучевой эпитаксии дает возможность получать монокристаллические образцы. Для получения максимального GMR выбирают толщину спейсера на первом максимуме эффекта около 0.9–1.2 нм. Для получения наноструктуры с меньшим полем насыщения выбирают толщину спейсера на втором максимуме GMR 2.0–2.2 нм. Верхний слой наноструктуры изготавливают из металла, сопротивляющегося коррозии, такого как хром или тантал. Метод магнетронного напыления позволяет быстро изготавливать многослойные пленки с достаточно высоким качеством слоистой структуры. Этот метод дает возможность распылять мишени сложного состава, что позволяет создавать сверхрешетки на основе двойных и тройных ферромагнитных сплавов, а также сложных немагнитных и антиферромагнитных сплавов. Методом магнетронного напыления получают поликристаллические образцы наноструктур. Структура ферромагнитных слоев и немагнитных прослоек зависит от состава, толщины и технологии приготовления буфера [30, 31].

Кратко перечислим основные методы характеристики готовых наноструктур. Сведения о структуре, периодичности, состоянии интерфейсов дают электронная микроскопия, рентгеновские и нейтронные методы. Период сверхрешеток, т.е. суммарную толщину ферромагнитного слоя и спейсера, определяют методом малоугловой дифракции рентгеновских лучей. Рентгеновская дифракция дает возможность определить тип кристаллической структуры, параметры решетки, наличие и ориентацию текстуры. Методы электронной микроскопии дают возможность определить, является ли образец монокристаллом или псевдомонокристаллом. В последнем случае можно определить латеральные размеры кристаллитов и состояние границ между ними. Можно также определить кристаллографическую ориентацию кристаллитов и другие характеристики структуры. Методы нейтронографии применяют для расшифровки магнитной структуры сверхрешеток [32, 33]. Методы сканирующей зондовой микроскопии, такие как туннельная микроскопия и атомная силовая микроскопия, применяют для характеристики поверхности рельефа наноструктур. Доменную структуру исследуют методом сканирующей магнитной силовой микроскопии.

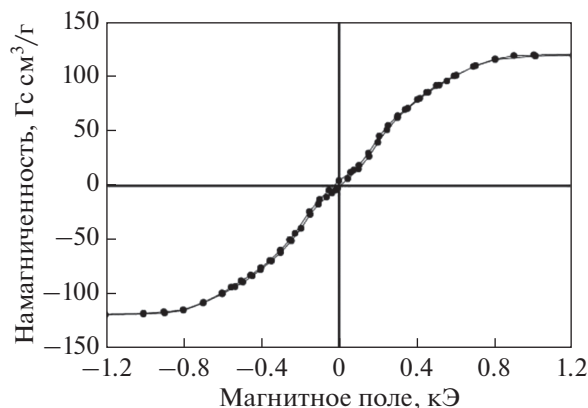


Рис. 1. Кривая намагничивания сверхрешетки (100)MgO/[Fe_{0.82}Ni_{0.18}(1.03)/V(1.9)]₁₀₀/Pd(6).

4. МАГНИТНЫЕ И МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЕ СВОЙСТВА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОСТРУКТУР

В этом разделе будут описаны методы исследования магнитных и магниторезистивных свойств металлических наноструктур, а также условия измерений (температуры, поля, измеряемые величины и их использование для анализа микроволновых свойств). Будут приведены характерные кривые намагничивания и магниторезистивные зависимости разных типов наноструктур.

Измерения магнитных свойств целесообразно выполнять на сквид-магнитометре. Поскольку суммарная толщина ферромагнитных слоев невелика и составляет от единиц до одной-двух сотен нанометров, то вклад диэлектрической подложки толщиной в несколько десятых долей миллиметра очень существен и его требуется учитывать. На рис. 1 показана кривая намагничивания сверхрешетки (100)MgO/[Fe_{0.82}Ni_{0.18}(1.03)/V(1.9)]₁₀₀/Pd(6) для направления магнитного поля вдоль оси [100] подложки [34]. В сверхрешетке в отсутствие внешнего магнитного поля существует параллельное упорядочение соседних слоев Fe_{0.82}Ni_{0.18}.

На рис. 2 показаны кривые намагничивания четырех образцов сверхрешеток Fe/Cr, толщина слоев которых приведена в табл. 1. В таблице приведены также некоторые характеристики кривых намагничивания: намагниченность насыщения M_s и поле насыщения H_s .

Кривые намагничивания $M(H)$, показанные на рис. 2, для не слишком слабых магнитных полей можно аппроксимировать полиномом третьей степени как неявную функцию H

$$\begin{aligned} H &= AM + BM^3, \quad H \leq H_s, \\ M &= M_s, \quad H > H_s. \end{aligned} \quad (2)$$

Возможность аппроксимации (2) обусловлена видом выражения (1) для обменной энергии в мо-

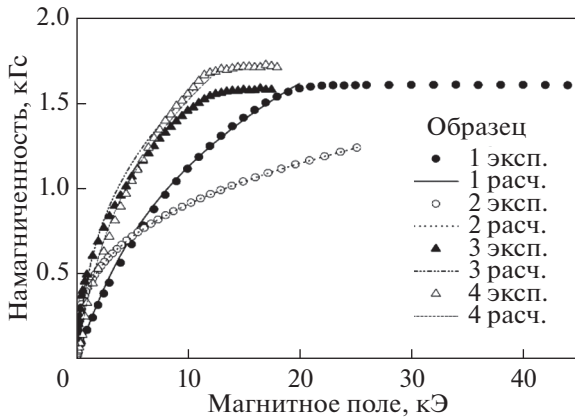


Рис. 2. Кривые намагничивания сверхрешеток и их аппроксимация.

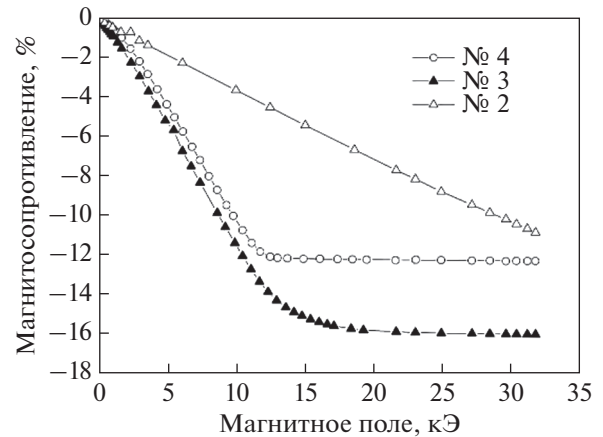


Рис. 3. Магниторезистивная зависимость сверхрешеток №№ 2, 3, 4.

дели биквадратичного обмена [35]. Для сверхрешетки с бесконечным числом периодов параметры аппроксимации A и B в формуле (2) выражаются через обменные константы J_1 и J_2 :

$$A = \frac{4J_1 - 8J_2}{d_{\text{FM}} M_s^2}, \quad B = \frac{16J_2}{d_{\text{FM}} M_s^4}, \quad (3)$$

где d_{FM} — толщина слоев железа. Рассчитанные из кривых намагничивания константы межслоевого обмена для нескольких сверхрешеток приведены в табл. 1. Полученные данные находятся в хорошем согласии с результатами работы [36], где для сверхрешетки $[\text{Fe}(2.1)/\text{Cr}(1.04)]_{12}$ получены следующие значения: $J_1 = 0.4$ эрг/см², $J_2 = 0.23$ эрг/см². Сведения об обменных константах сверхрешеток системы $[\text{Fe}/\text{Cr}]_n$ приведены в [37–39].

Электрическое сопротивление образцов наноструктур измеряется четырехконтактным методом. Величину эффекта удобно характеризовать относительным магнитосопротивлением

$$r = [R(H) - R(0)]/R(0), \quad (4)$$

где $R(H)$ — сопротивление образца в магнитном поле H . При комнатной температуре r достигает десятков процентов. Магниторезистивные зависимости для нескольких сверхрешеток $[\text{Fe}/\text{Cr}]_n$ приведены на рис. 3. Как правило, гигантское магнитосопротивление металлических сверхрешеток отрицательно. Магнитосопротивление имеет насыщение

в сильных полях. В сверхрешетках с параллельным упорядочением соседних слоев и близким к нему значение поля насыщения H_s сравнительно мало. В таких сверхрешетках относительное магнитосопротивление при насыщении составляет не более единиц процентов.

Относительное магнитосопротивление, определенное по формуле (4), близко к нулю, если $R(H) \approx R(0)$ и близко к -1 , если $R(H) \ll R(0)$. В последнем случае удобнее определить r как

$$r = [(R(H) - R_s)/R_s], \quad (4a)$$

где R_s — сопротивление в поле магнитного насыщения. Результаты измерения магнитосопротивления двух образцов сверхрешеток системы $(\text{CoFe})/\text{Cu}$, приготовленных методом магнетронного напыления, показаны на рис. 4 [31, 40]. Наибольшим магнитосопротивлением 78% обладает образец $\text{Ta}(5)/\text{PyCr}(5)/[\text{Co}_{88}\text{Fe}_{12}(1.5)/\text{Cu}(0.95)]_{24}/\text{Ta}(5)$, рис. 4a. Толщина спейсера у этого образца составляет 0.95 нм, что близко к первому максимуму GMR.

Поле магнитного насыщения для этого образца составляет около 7.5 кЭ. Образец $\text{Ta}(5)/\text{PyCr}(5)/[\text{Co}_{88}\text{Fe}_{12}(1.3)/\text{Cu}(2.05)]_8/\text{Co}_{88}\text{Fe}_{12}(1.3)/\text{PyCr}(3)$ (рис. 4б) также демонстрирует весьма высокое магнитосопротивление около 25%, причем насыщение осуществляется в значительно меньших полях около 400 Э. Для этого образца толщина спейсера приходится на второй максимум.

Таблица 1. Характеристики образцов

№	Образец	M_s , кГс	H_s , кЭ	J_1 , эрг/см ²	J_2 , эрг/см ²
1	$[\text{Cr}(1.1)/\text{Fe}(1.06)]_{30}/\text{Cr}(8)/\text{MgO}$	1.62	20	0.75	0.12
2	$[\text{Cr}(1.1)/\text{Fe}(0.9)]_{40}/\text{Cr}(8.5)/\text{MgO}$	1.18	25	0.35	0.17
3	$[\text{Cr}(1.2)/\text{Fe}(2.3)]_{16}/\text{Cr}(7.7)/\text{MgO}$	1.7	12.6	0.76	0.24
4	$[\text{Cr}(1.3)/\text{Fe}(2.4)]_8/\text{Cr}(8.2)/\text{MgO}$	1.65	12.0	0.82	0.18

5. МЕТОД ПРОХОЖДЕНИЯ МИКРОВОЛН

Исследование высокочастотных характеристик магнитных наноструктур составляет одну из важных задач спинтроники и магноники. Исследуют как планарные наноструктуры, так и латерально ограниченные объекты. Использование эффектов спинтроники для управления распространением спиновых волн предоставляет новые возможности для реализации нано-осцилляторов, а также для преобразования спиновых токов в электрические и обратно [41–43]. В этом разделе будут приведены схемы методов измерения прохождения микроволн через наноструктуры, перечислены измеряемые параметры. Будет дан теоретический анализ метода, рассмотрены предельные случаи, проведено сопоставление методик, применяемых разными группами.

Эффект μ GMR был обнаружен при использовании техники магнитного резонанса [7, 8]. В своей традиционной постановке в этом методе образец помещают в сверхвысокочастотный резонатор, и фиксируют изменения резонансной частоты и добротности [44]. Как правило, измерения осуществляют в модуляционном режиме, когда на постоянное магнитное поле накладывается переменное. Поэтому принимаемый сигнал оказывается пропорционален производной изменения измеряемой величины по магнитному полю. В работе [7] было установлено, что помимо линий ферромагнитного резонанса, в трехслойной наноструктуре Fe/Cr существуют аномалии, положение которых не зависит от частоты, но соответствует полю, в котором наибольшая крутизна магниторезистивной характеристики. Авторы [7] связали эти аномалии с джоулевыми потерями в металлической наноструктуре, и потому с GMR. Эта методика не дает возможности исследовать все важные магниторезистивные характеристики. В частности, трудно восстановить микроволновую магниторезистивную зависимость количественно. Тем не менее эта методика в течение многих лет применяется для экспериментального исследования, не в последнюю очередь благодаря тому, что измерения можно выполнять на стандартном аттестованном оборудовании. Этим методом, в частности, выполнены работы [45–48]. Существенным недостатком методики является то обстоятельство, что микроволновая частота фиксирована из-за применения высокочастотного резонатора. Применение современного прибора network analyzer дает возможность работать не с резонатором, а с отрезком передающей линии, например, полосковой, и выполнять измерения в интервале частот [49, 50].

Современное состояние исследования эффекта μ GMR началось с работы [9], в которой был успешно применен метод проникновения микроволн через наноструктуру. Разумеется, проник-

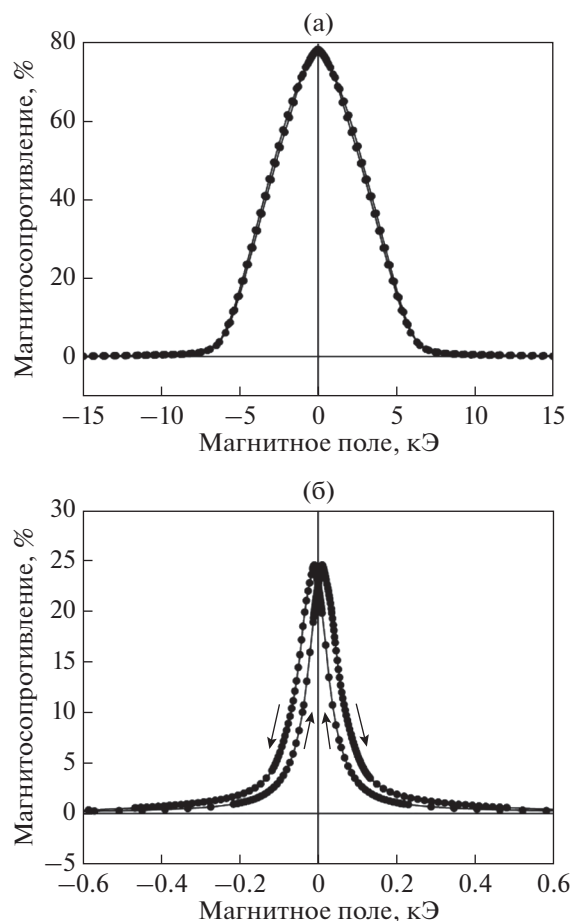


Рис. 4. Гигантский магниторезистивный эффект в сверхрешетках $[\text{CoFe/Cu}]_n$ с рекордным магнитосопротивлением: а – образец Ta(5)/PyCr(5)/ $[\text{Co}_{88}\text{Fe}_{12}(1.5)/\text{Cu}(0.95)]_{24}/\text{Ta}(5)$; б – Ta(5)/PyCr(5)/ $[\text{Co}_{88}\text{Fe}_{12}(1.3)/\text{Cu}(2.05)]_8/\text{Co}_{88}\text{Fe}_{12}(1.3)/\text{PyCr}(3)$.

новение микроволн через тонкие металлические пленки ранее рассматривали в литературе [51]. В [9] было показано, что на микроволнах относительное изменение коэффициента прохождения равно относительному магнитосопротивлению, измеренному на постоянном токе. Следует отметить, что прохождение микроволн через тонкие металлические пленки используют для нахождения проводимости при известной толщине пленки, либо напротив, определения толщины пленки при известной проводимости [52].

Последовательное изложение метода прохождения микроволн для изучения μ GMR содержится в [11, 53, 54]. В работе [55] рассмотрены вопросы совместного изучения ферромагнитного резонанса (FMR) и μ GMR. Оригинальная методика изучения μ GMR, применяемая на волнах дециметрового диапазона, предложена в [56]. Модификация метода прохождения для количественного измерения микроволнового магнитосопротивления

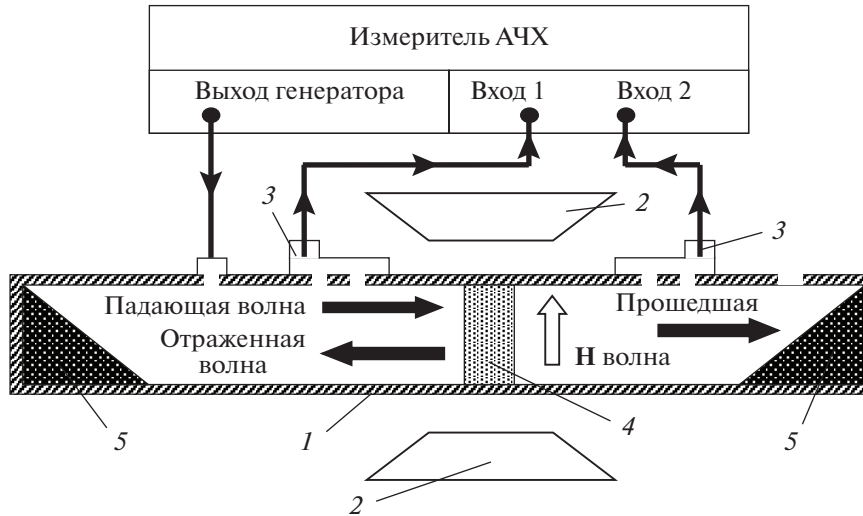


Рис. 5. Схема микроволновых измерений: 1 – волновод; 2 – электромагнит; 3 – направленный ответвитель; 4 – образец; 5 – поглотитель.

на волнах сантиметрового и миллиметрового диапазонов рассмотрена в [57]. Было установлено, что эффект μGMR можно наблюдать в волне, отраженной от наноструктуры [58–60]. Этот вариант методики подробно изложен ниже, в разд. 7. Эффект μGMR на инфракрасном излучении рассмотрен в [61–64]. Ниже мы рассмотрим методику прохождения микроволн через металлическую наноструктуру и выявим, какую информацию о свойствах наноструктуры можно извлечь из таких измерений. В этом изложении будем следовать работам [9, 55, 65].

Микроволновые измерения выполняются на частотах f от ~ 8 до ~ 70 ГГц с использованием аппаратуры, способной создавать микроволны и измерять их амплитуду или мощность, таких как векторный или скалярный анализатор цепей (network analyzer), или измеритель амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) и коэффициента стоячей волны (КСВ).

Образец помещают в оправку, имеющую одинаковые размеры с фланцем стандартного волновода и с такими же крепежными отверстиями [11, 65, 60]. Оправку с образцом помещают между фланцами стандартного прямоугольного волновода поперек него таким образом, чтобы перекрыть поперечное сечение полностью. Щели между образцом и оправкой заполняют токопроводящим клеем, чтобы предотвратить паразитное просачивание поля по периметру образца. Возможная схема микроволновых измерений показана на рис. 5.

Сигнал с выхода генератора измерителя АЧХ подается на коаксиально-волноводный переход, который возбуждает волну TE_{10} в волноводе 1. Волновод выбранного сечения используют в ин-

тервале частот, в котором в нем может распространяться только мода TE_{10} . Волна падает на образец наноструктуры 4, частично отражается от него, частично проходит насквозь. Прошедшая и отраженная волны через направленные ответвители 3 попадают на входы измерителя АЧХ. Прошедшая волна частично попадает на поглотитель 5, чтобы предотвратить нежелательное отражение. Образец металлической наноструктуры создает в волноводе существенную неоднородность, которая выражается в высоком значении КСВ $\gg 1$. Поэтому очень важно, чтобы образец был единственной существенной неоднородностью в тракте. Магнитное поле H напряженностью до 12 кЭ создается электромагнитом 2. Магнитное поле лежит в плоскости образца, причем могут реализоваться две ориентации постоянного поля: $H \parallel H_0$ и $H \perp H_0$, H_0 – вектор микроволнового магнитного поля. Схема расположения полей показана на Рис. 6. Микроволновое электрическое поле E лежит в плоскости образца.

Измеряют модуль коэффициента прохождения D и отражения R и их изменения в магнитном поле. Относительные изменения коэффициентов определяют как $d_m = [|D(H)| - |D(0)|]/|D(0)|$, где $|D(H)|$ – модуль коэффициента прохождения и $r_m = [|R(H)| - |R(0)|]/|R(0)|$, где $|R(H)|$ – модуль коэффициента отражения.

Базируясь на анализе распространения электромагнитных волн в немагнитном ферромагнетике, проведенном в [66], опишем расчеты коэффициентов прохождения и отражения. В этом варианте расчета будет учтено, что эффект μGMR влияет на микроволновые характеристики D и R через проводимость наноструктуры, скин-глубину и комплексное волновое число, а измене-

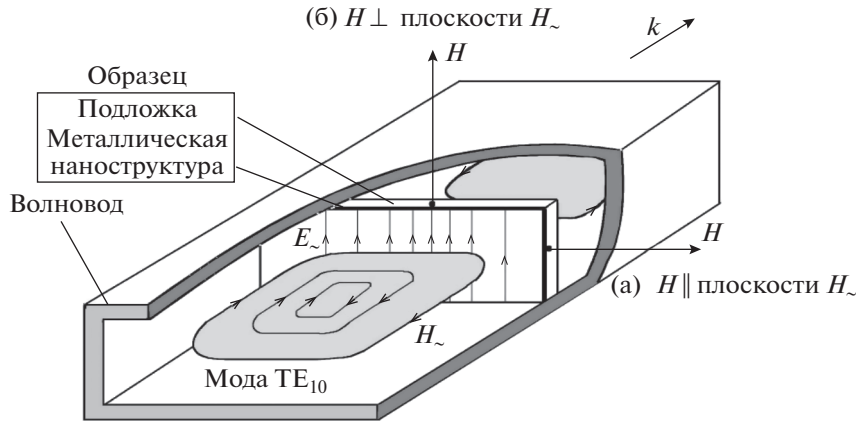


Рис. 6. Схема ориентации полей при размещении образца наноструктуры в волноводе.

ния резонансного типа в коэффициенте прохождения вызваны резонансом в эффективной магнитной проницаемости ферромагнитной пленки. Здесь следует заметить, что многослойная неоднородная наноструктура в расчете заменяется на пластину из однородного ферромагнитного металла такой же толщины и с эффективными параметрами: проводимостью, статической и динамической магнитными проницаемостями [67].

Комплексное волновое число $k = k' - ik''$ электромагнитной волны определяется по формуле

$$k = \frac{\sqrt{\mu_{eL}} - i\sqrt{\mu_{eR}}}{\delta} \quad (5)$$

Определим величины μ_{eL} и μ_{eR} , входящие в выражение (5). Запишем уравнение движения намагниченности в форме Гильберта:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H} + \frac{\alpha}{M} \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}, \quad (6)$$

где \mathbf{M} – вектор намагниченности, \mathbf{H} – вектор напряженности магнитного поля, α – параметр диссипации, связанный с постоянной Гильберта G формулой $\alpha = \frac{G}{\gamma M_s}$. Уравнение (6) может быть линеаризовано в предположении, что входящие в него переменные (микроволновые) составляющие напряженности магнитного поля и намагниченности малы. В результате получается следующее выражение для тензора высокочастотной магнитной проницаемости:

$$\tilde{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & i\mu_a & 0 \\ -i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{||} \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где $\mu = 1 + 4\pi\chi$, $\mu_a = 4\pi\chi_a$ и $\mu_{||} = 1 + 4\pi\chi_{||}$.

Здесь

$$\chi = \chi' - i\chi'' = \gamma M \times \frac{\omega_H [\omega_H^2 - (1 - \alpha^2)\omega^2] - i\alpha\omega [\omega_H^2 + (1 + \alpha^2)\omega^2]}{D}, \quad (8a)$$

$$\chi_a = \chi'_a - i\chi''_a = \gamma M \omega \frac{[\omega_H^2 - (1 + \alpha^2)\omega^2] - i2\alpha\omega\omega_H}{D}, \quad (8b)$$

$$\chi_{||} = -\frac{i\alpha\gamma M}{\omega - i\alpha\omega_H}, \quad (8b)$$

где ω – круговая частота, $D = [\omega_H^2 - (1 + \alpha^2)\omega^2]^2 + 4\alpha^2\omega^2\omega_H^2$, $\omega_H = \gamma H$. Магнитное поле \mathbf{H} направлено параллельно оси $0z$.

Эффективная магнитная проницаемость для электромагнитной волны при условии, что $\mathbf{k} \perp \mathbf{H}$ определяется соотношением:

$$\mu_{\text{eff}} = \mu - \frac{\mu_a^2}{\mu}. \quad (9)$$

Волновое число плоской электромагнитной волны, распространяющейся в ферромагнитной среде, определяется по формуле $k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_{\text{eff}} \mu_{\text{eff}}}$, где эффективная диэлектрическая проницаемость ϵ_{eff} и эффективная магнитная проницаемость μ_{eff} являются комплексными величинами вида: $\epsilon_{\text{eff}} = \epsilon'_{\text{eff}} - i\epsilon''_{\text{eff}}$ и $\mu_{\text{eff}} = \mu'_{\text{eff}} - i\mu''_{\text{eff}}$. В случае хорошо проводящей ферромагнитной среды $\epsilon'_{\text{eff}} \ll \epsilon''_{\text{eff}} = \frac{4\pi\sigma}{\omega}$. Тогда волновое число будет иметь вид $k = \frac{\omega}{c} \sqrt{-i \frac{2\pi\sigma}{\omega} (\mu'_{\text{eff}} - i\mu''_{\text{eff}})} = \frac{\sqrt{2}}{\delta} \sqrt{-i\mu'_{\text{eff}} - \mu''_{\text{eff}}}$. Функция квадратного корня из комплексной величини

ны является многозначной. Поэтому при нахождении комплексного волнового числа необходимо выбрать то решение, которое соответствует принципу предельного поглощения. Согласно [66], это дает следующий результат:

$$k = k' - ik'' = \frac{\sqrt{|\mu_{\text{eff}}| - \mu_{\text{eff}}''} - i\sqrt{|\mu_{\text{eff}}| + \mu_{\text{eff}}''}}{\delta}. \quad (10)$$

Из (10), используя обозначения $\mu_{eL} = |\mu_{\text{eff}}| - \mu_{\text{eff}}''$ и $\mu_{eR} = |\mu_{\text{eff}}| + \mu_{\text{eff}}''$, получаем формулу (5).

Импеданс ферромагнитной среды определяется соотношениями $Z = \frac{\omega\mu_{\text{eff}}}{kc} = \frac{kc}{\omega\varepsilon_{\text{eff}}} = \frac{ikc}{4\pi\sigma}$, из которых, используя формулу (5), можно получить выражение

$$Z = \frac{c}{4\pi} \frac{\sqrt{\mu_{eR}} + i\sqrt{\mu_{eL}}}{\sigma\delta}. \quad (11)$$

Продольное волновое число для моды TE_{10} волновода прямоугольного сечения для областей, заполненных диэлектрической средой с относительной диэлектрической проницаемостью ε_s и относительной магнитной проницаемостью μ_s , определяется выражением [68]

$$\Gamma = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_s \mu_s - \left(\frac{\pi c}{\omega a}\right)^2}, \quad (12)$$

где a – ширина волновода. Выражение для импеданса электромагнитной волны H -типа имеет вид $Z = \frac{\omega\mu}{c\Gamma}$. Подставляя сюда формулу (12), получаем

$$Z = \mu_s \left[\varepsilon_s \mu_s - \left(\frac{\pi c}{\omega a}\right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}}. \quad (13)$$

Рассмотрим задачу о прохождении электромагнитной волны через систему, состоящую из проводящего ферромагнитного слоя толщиной d и диэлектрической подложки толщиной d_s (область 2), и разделяющую два полупространства. Будем полагать, что оба эти полупространства имеют значения постоянных $\varepsilon_s = 1$ и $\mu_s = 1$. Обозначим соответствующее волновое число и импеданс как Γ_1 и Z_1 . Согласно формулам (12) и (13)

$$\text{получим, что } \Gamma_1 = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \left(\frac{\pi c}{\omega a}\right)^2} \text{ и } Z_1 = \left[1 - \left(\frac{\pi c}{\omega a}\right)^2\right]^{-\frac{1}{2}}.$$

Аналогично для диэлектрического слоя толщиной d_s с параметром $\mu_s = 1$ можно ввести обозначения

$$\Gamma_2 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_s - \left(\frac{\pi c}{\omega a}\right)^2} \text{ и } Z_2 = \left[\varepsilon_s - \left(\frac{\pi c}{\omega a}\right)^2\right]^{-\frac{1}{2}}. \text{ Ха-}$$

рактеристики проводящего ферромагнитного слоя толщиной d – Γ_3 и Z_3 задаются, соответственно, формулами (5) и (11).

Коэффициенты прохождения D и отражения R зависят от соотношения импедансов наноструктуры Z_m и окружающей среды Z_1 , а также от соотношения толщины наноструктуры d и глубины скин-слоя δ . При условии нормального скин-эффекта импеданс металлической наноструктуры в приближении эффективной среды равен $Z_m = [(1+i)/\delta]\rho$, где ρ – удельное электросопротивление наноструктуры, $\delta = (2\rho/\omega\mu\mu_0)^{1/2}$ – глубина скин-слоя, μ – относительная динамическая дифференциальная магнитная проницаемость. Импеданс волновода, в который помещена наноструктура, на волне типа TE_{10} определяется по формуле [68]

$$Z = (m_0/e_0)^{1/2} / [1 - (l/l_c)^2]^{1/2}, \quad (14)$$

где $\lambda = c/f$ длина волны в вакууме, $\lambda_c = 2a$ – критическая длина волны моды TE_{10} . Согласно [68], для коэффициентов D и R электромагнитной волны можно записать выражения

$$D = \frac{2Z_m}{2Z_m \text{ch}k_m d + Z \text{sh}k_m d}, \quad (15)$$

$$R = -1 + \frac{2Z_m \text{ch}k_m d}{2Z_m \text{ch}k_m d + Z \text{sh}k_m d},$$

где k_m – волновое число в проводящей среде, $k_m = (1+i)/\delta$. Импеданс хорошо проводящей наноструктуры меньше импеданса Z , $|Z_m| \ll Z$. Если в знаменателе уравнений (15) имеет место неравенство $2Z_m \text{ch}k_m d \ll Z \text{sh}k_m d$, то коэффициенты прохождения и отражения выразятся как

$$D = \frac{2Z_m}{Z \text{sh}k_m d}, \quad R = -1 + \frac{2Z_m}{Z} \text{cth}k_m d. \quad (16)$$

В этом предельном случае коэффициенты D и R зависят от частоты из-за частотной дисперсии констант и из-за частотной зависимости импеданса волновода Z . Эта зависимость импеданса Z слаба вдали от частоты отсечки волновода $f_c = c/2a$. Из формулы (16) следует, в частности, установленное в [9] взаимно однозначное соответствие магниторезистивного эффекта GMR, измеренного на постоянном токе, и относительного изменения коэффициента прохождения, если $\mu \approx 1$, т.е. соотношение

$$d_m = r. \quad (17)$$

Формулы (15) записаны для тонкой металлической пластины. Металлические наноструктуры выращивают, как правило, на диэлектрических подложках. Поэтому требуется обобщение формул (15), позволяющее учесть наличие подложки. Воспользуемся выражениями для коэффициен-

тов прохождения и отражения трехслойной системы из [69]:

$$D = \frac{Z_1^{\text{in}} + Z_1 Z_2^{\text{in}} + Z_2 Z_3^{\text{in}} + Z_3}{Z_1^{\text{in}} + Z_2 Z_2^{\text{in}} + Z_3 Z_3^{\text{in}} + Z_1} \times \exp[-i(\varphi_2 + \varphi_3)], \quad (18)$$

$$R = \frac{Z_3^{\text{in}} - Z_1}{Z_3^{\text{in}} + Z_1}, \quad (19)$$

где Z_n^{in} – входной импеданс области с номером n , $\varphi_n = k_n d_n$ – фазовый сдвиг волны, возникающий после прохождения волной области с номером n , k_n – волновое число в области с номером n , d_n – толщина этой области. Первая область – это пустой волновод, вторая – это металлическая наноструктура с $d_2 = d$, третья область – это диэлектрическая подложка с $d_3 = d_s$. Выражения для входных импедансов имеют вид:

$$\begin{aligned} Z_1^{\text{in}} &= Z_1; \quad Z_2^{\text{in}} = Z_2 \frac{Z_1 + iZ_2 \operatorname{tg} \varphi_2}{Z_2 + iZ_1 \operatorname{tg} \varphi_2}; \\ Z_3^{\text{in}} &= Z_2 \times \\ &\times \frac{Z_1(Z_2 - Z_3 \operatorname{tg} \varphi_2 \operatorname{tg} \varphi_3) + iZ_2(Z_2 \operatorname{tg} \varphi_2 - Z_3 \operatorname{tg} \varphi_3)}{Z_2(Z_3 - Z_2 \operatorname{tg} \varphi_2 \operatorname{tg} \varphi_3) + iZ_1(Z_3 \operatorname{tg} \varphi_2 - Z_2 \operatorname{tg} \varphi_3)}. \end{aligned} \quad (20)$$

В формуле (20) $Z_1 = Z$ – импеданс волновода на данной частоте, $Z_2 = Z_m$ – импеданс металлической наноструктуры, Z_3 – импеданс подложки. Применение рассмотренной процедуры для системы из нескольких слоев рассмотрено в [70].

Существует еще несколько разновидностей метода прохождения. Об одном из них, когда радиочастотные или микроволновые токи протекают поперек слоев наноструктуры, будет рассказано ниже. Кроме этого, существует методика, в которой образец наноструктуры располагается параллельно оси волновода [71–73]. В этом случае вдоль наноструктуры распространяется бегущая электромагнитная волна. Рассмотрение этой методики выходит за рамки данного обзора. Отметим только, что такое расположение наноструктуры может быть использовано для измерения высокочастотного гигантского магнитосопротивления [74] и для построения устройств микроволновой техники [75].

6. ПРОХОЖДЕНИЕ МИКРОВОЛН ЧЕРЕЗ МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ НАНОСТРУКТУРЫ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ. МИКРОВОЛНОВОЙ МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЙ ЭФФЕКТ

Как уже отмечено ранее, микроволновой гигантский магниторезистивный эффект был обнаружен в работе [7], причем эксперименты были проведены на спектрометре магнитного резонанса. После выхода статьи [9], где был успешно при-

менен метод прохождения, было выполнено значительное число исследований μGMR . Текущее состояние исследований было рассмотрено в [11] и в кратком обзоре [76]. В этом разделе будут приведены экспериментальные результаты прохождения микроволн через различные типы металлических наноструктур: сверхрешетки со сплошными слоями, трехслойные системы, кластерно-слоистые структуры. Будет рассмотрена специфика прохождения волн через наноструктуры из разных материалов: Fe/Cr, Co/Cu, AgPt/Co, Fe-Co/Cu, FeNi/V. Будет проведено сопоставление μGMR и GMR. Прежде всего проанализируем формулы (15) с точки зрения точности выполнения соотношения (17).

В предельном случае, когда в знаменателе уравнений (15) имеет место неравенство $2Z_m \operatorname{ch}(k_m d) \ll Z_{\text{sh}}(k_m d)$ и выполняется равенство (17), относительное изменение коэффициента прохождения в магнитном поле не зависит от суммарной толщины металла наноструктуры. В то же время в уравнениях (15) такая зависимость есть. Выполним численные расчеты μGMR в переходной области, когда $2Z_m \operatorname{ch}(k_m d) \leq Z_{\text{sh}}(k_m d)$. Расчеты будем выполнять для наноструктуры с высокой проводимостью в нулевом поле $\sigma(0) = 1.26 \times 10^6$ См/м. Примем, что наноструктура обладает магнитосопротивлением, подобным показанному на рис. 7а. Максимальное магнитосопротивление -25% достигается при магнитном насыщении в полях свыше 8 кЭ. Наноструктура выращена на подложке толщиной $d_s = 0.3$ мкм, имеющей диэлектрическую проницаемость $\epsilon_s = 5.0$. Полагаем что магнитосопротивление сохраняется таким, как показано на рис. 7а, при изменении общей толщины металла наноструктуры d . Результат расчета μGMR по формуле (15) для разных толщин металла наноструктуры d показан на рис. 7б. Видно, что при $d \geq 50$ нм достаточно точно осуществляется равенство μGMR и GMR, при уменьшении толщины при $d \sim 20$ нм μGMR уменьшается, и равенство выполняется лишь приблизительно, а дальнейшее уменьшение d приводит к очень существенному уменьшению μGMR .

В отраженном сигнале картина изменений иная. Сначала по мере уменьшения d μGMR увеличивается, достигает максимума при $d = 3$ нм и далее уменьшается. Зависимость максимального изменения коэффициентов прохождения и отражения от толщины металла d показана на рис. 7в. Теперь рассмотрим результаты экспериментальных исследований μGMR для нескольких систем сверхрешеток.

Система Fe/Cr

Система Fe/Cr исследована наиболее детально, начиная с работ [7–9]. Подробное изложение

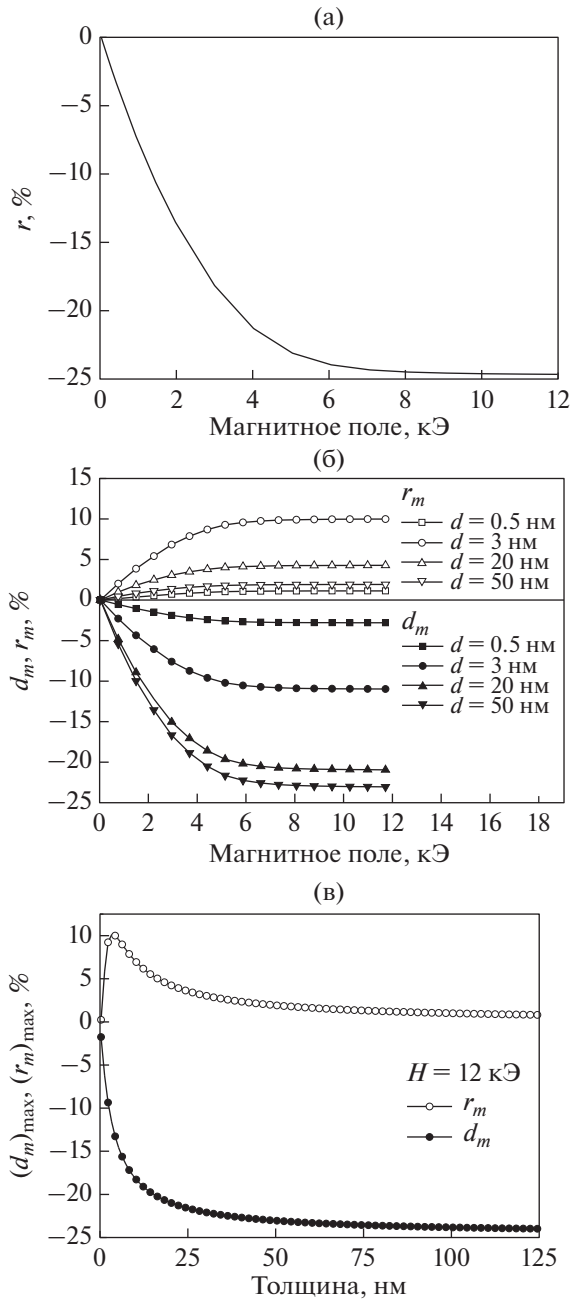


Рис. 7. Полевая зависимость: а – магнитосопротивления на постоянном токе наноструктуры с проводимостью $\sigma(0) = 1.26 \times 10^6$ См/м; б – коэффициентов прохождения и отражения на частоте $f = 32$ ГГц, рассчитанные для нескольких толщин наноструктуры; в – зависимости относительных изменений в поле 12 кЭ от толщины наноструктуры.

физических причин изменения коэффициента прохождения в магнитном поле содержится в [53]. Примеры зависимостей коэффициента прохождения от магнитного поля при μ GMR для наноструктур разного типа приведены в статье [77].

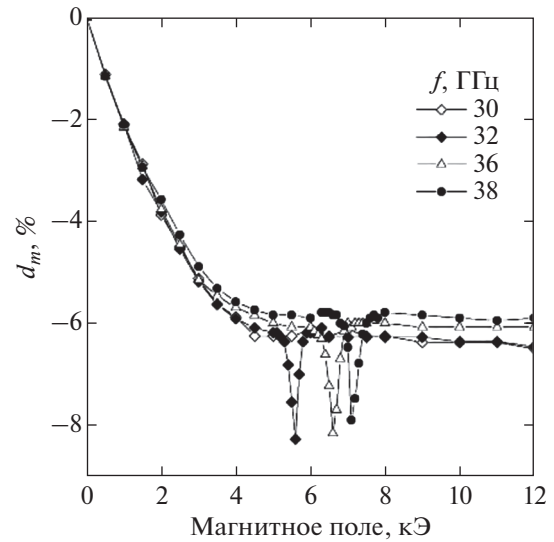


Рис. 8. Изменение микроволнового коэффициента прохождения для образца $[\text{Cr}(1.8)/\text{Fe}(2.8)]_{12}/\text{Cr}(7.7)/\text{MgO}$ в постоянном магнитном поле для случая $\mathbf{H} \perp \mathbf{H}_0$ при различных частотах.

Сначала рассмотрим эффект μ GMR для сверхрешеток со сплошными слоями. В сверхрешетке $[\text{Cr}(1.8)/\text{Fe}(2.8)]_{12}/\text{Cr}(7.7)/\text{MgO}$ с полем насыщения около 4.5 кЭ помимо монотонного уменьшения коэффициента прохождения, вызванного μ GMR, наблюдали минимум прохождения, обусловленный ФМР. На рис. 8 приведены зависимости $d_m(H)$, измеренные на частотах от 30 до 38 ГГц. Следует отметить, что нерезонансная часть относительного изменения микроволнового коэффициента прохождения, вызванная μ GMR, несколько меньше относительного магнитосопротивления, которое в насыщении достигает -7.7% .

Исследования микроволнового прохождения для случаев $\mathbf{H} \parallel \mathbf{H}_0$ и $\mathbf{H} \perp \mathbf{H}_0$ были выполнены также на сверхрешетке $[\text{Cr}(1.1)/\text{Fe}(0.9)]_{40}/\text{Cr}(8.5)/\text{MgO}$ с тонкими слоями Fe (рис. 9а) и на кластерно-слоистой наноструктуре $[\text{Cr}(1.1)/\text{Fe}(0.4)]_{50}/\text{Cr}(8.5)/\text{MgO}$ (рис. 9б). На образце с тонкими слоями наблюдается слабый резонансный минимум при $\mathbf{H} \perp \mathbf{H}_0$. У кластерно-слоистой наноструктуры Fe/Cr резонансных изменений не замечено. На рис. 9 показана также зависимость магниторезистивного эффекта GMR. Во всех случаях вне области FMR наблюдается приблизительно равное соотношение μ GMR и GMR.

В работе [78] показано, что магнитосопротивление кластерно-слоистых наноструктур Fe/Cr, имеющих толщину слоев Fe ниже порога перколяции, линейно зависит от напряженности внешнего магнитного поля в довольно широком интервале полей и при этом почти не зависит от направления поля. Другая особенность кластерно-слоистых нано-

структур Fe/Cr с кластерными слоями Fe состоит в том, что температурный коэффициент электро-сопротивления может изменять знак подобно тому, как это имеет место у сплавов с Кондо-эффектом.

В работе [79] исследованы магнитные, магниторезистивные и высокочастотные свойства наноструктур Fe/Cr с толщиной слоев Cr как выше, так и ниже порога перколяции. Порог перколяции у наноструктур Fe/Cr, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, проявляется при толщинах слоев ~0.4–0.5 нм и сильно зависит от качества поверхности подложки. У наноструктур с толщиной слоев Cr ниже порога перколяции μ GMR практически отсутствует. В сверхрешетках Fe/Cr с тонкими слоями Cr микроволновой аналог эффекта гигантского магнитосопротивления наблюдается независимо от того, параллельно направлению постоянного магнитного поля H плоскости микроволнового магнитного поля H_{\sim} или перпендикулярно. Магнитосопротивление металлических многослойных наноструктур Fe/Cr отрицательно; коэффициент прохождения микроволн вследствие наличия μ GMR эффекта в магнитном поле также уменьшается, см. рис. 10.

Из рис. 10а видно, что относительное изменение коэффициента прохождения микроволн по характеру полевой зависимости аналогично GMR.

Наблюдаемые изменения коэффициента прохождения, возникающие благодаря наличию в исследованных наноструктурах μ GMR эффекта, имеют слабую частотную зависимость.

Рассмотрим частотную зависимость μ GMR для сверхрешеток Fe/Cr. На рис. 11 показана частотная зависимость относительного изменения коэффициента прохождения (d_m)_{max} через несколько образцов сверхрешеток Fe/Cr с разными толщинами слоев Fe и Cr, измеренная в магнитном поле 12 кЭ [80]. Поле $H = 12$ кЭ выбрано, чтобы достигнуть состояния, близкого к магнитному насыщению. Из рисунка видно, что частотная зависимость этих изменений слабая. Как правило, изменения микроволнового коэффициента прохождения либо равны, либо несколько меньше, чем относительное магнитосопротивление. В работе [36] эффект μ GMR, измерения FMR и кривой намагничивания были использованы для определения численных значений билинейной и биквадратичной констант межслоевого обменного взаимодействия. Частично результаты этой работы изложены в разд. 4.

Система Co/Cu

Высокочастотное магнитосопротивление наноструктур Co/Cu изучали в работах [56, 81]. В [81] экспериментальная методика была видоиз-

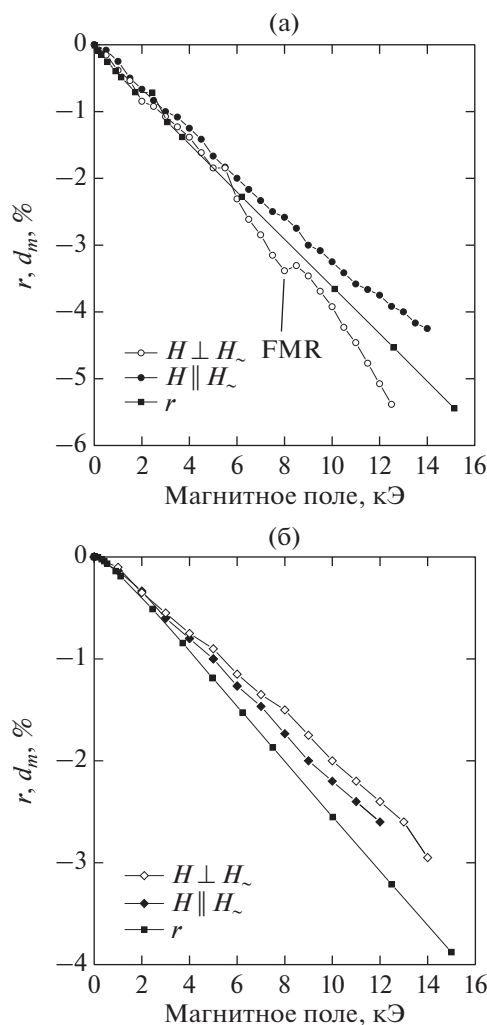


Рис. 9. Полевые зависимости статического магнитосопротивления (r) и микроволнового коэффициента прохождения (d_m) на частоте 36 ГГц для случаев $H \parallel H_{\sim}$ и $H \perp H_{\sim}$ для мультислойных образцов Fe/Cr: а – сверхрешетка [Cr(1.1)/Fe(0.9)]₄₀/Cr(8.5)/MgO; б – кластерно-слоистая наноструктура [Cr(1.1)/Fe(0.4)]₅₀/Cr(8.5 Å)/MgO.

менена по сравнению с описанной выше. Короткая сторона волновода в месте расположения образца была уменьшена, что несколько снижает рассогласование микроволнового тракта. Измерения выполнены в интервале частот от 30 до 140 ГГц со сверхрешеткой [Co(1.0)/Cu(1.7)]₃₀. На самых высоких частотах микроволновое магнитосопротивление было меньше, чем GMR, $d_m < r$. Однако форма полевой зависимости μ GMR и GMR оказалась идентичной.

Микроволновое магнитосопротивление наноструктур Co/Cu, выращенных на монокристаллических подложках из кремния, было изучено в [56]. В этой работе была применена оригинальная

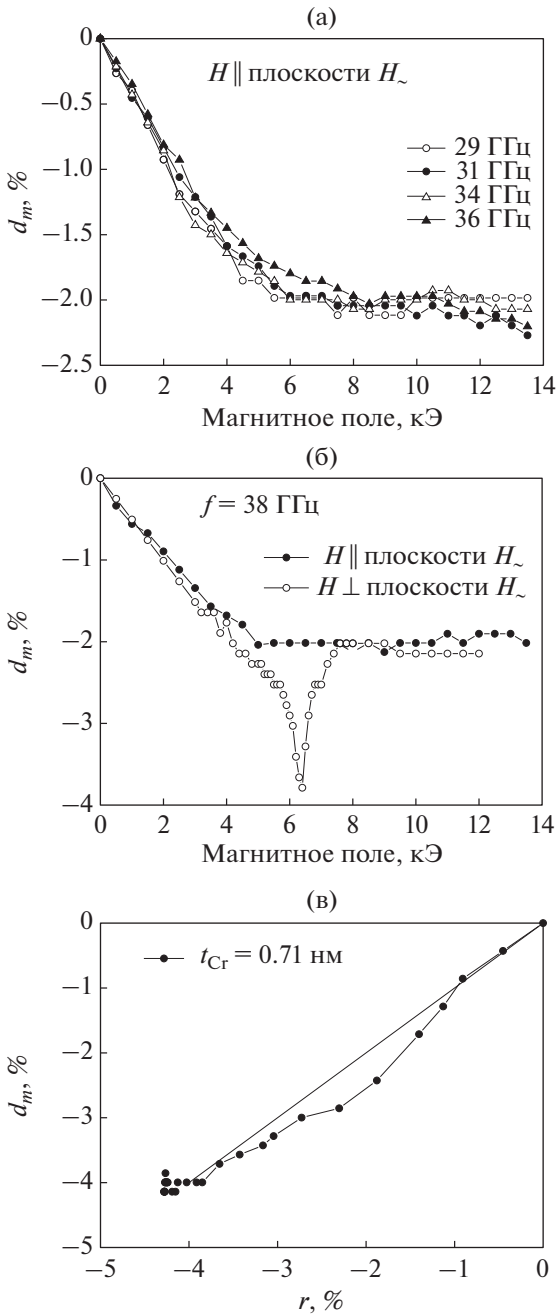


Рис. 10. Полевая зависимость коэффициента прохождения через наноструктуру $[\text{Cr}(0.7 \text{ nm})/\text{Fe}(2.6 \text{ nm})]_{12}/\text{Cr}(6.5 \text{ nm})/\text{Al}_2\text{O}_3$, измеренная на нескольких частотах при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{H}_\sim$ (а); микроволновой GMR и магнитный резонанс у той же наноструктуры (б); сопоставление микроволнового магнитосопротивления и магнитосопротивления, измеренного на постоянном токе (в).

методика измерений, пригодная на частотах дециметрового диапазона. Образец в форме полоски размерами $0.3 \times 6 \text{ мм}$ помещали в петлевую антенну, и измеряли действительную и мнимую части импеданса. Эта методика позволяет измерить кажущееся магнитосопротивление, которое вклю-

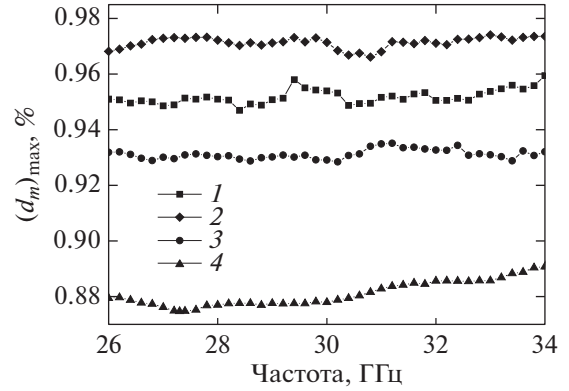


Рис. 11. Частотная зависимость относительного изменения коэффициента прохождения через образцы сверхрешеток Fe/Cr: № 1 – $[\text{Fe}(2.3)/\text{Cr}(1.9)]_{12}/\text{Cr}(8)/\text{Al}_2\text{O}_3$; № 2 – $[\text{Fe}(0.9)/\text{Cr}(1.1)]_{40}/\text{Cr}(8.5)/\text{MgO}$; № 3 – $[\text{Fe}(0.4)/\text{Cr}(1.1)]_{50}/\text{Cr}(8.5)/\text{MgO}$; № 4 – $[\text{Fe}(2.3)/\text{Cr}(1.2)]_{16}/\text{Cr}(7.7)/\text{MgO}$.

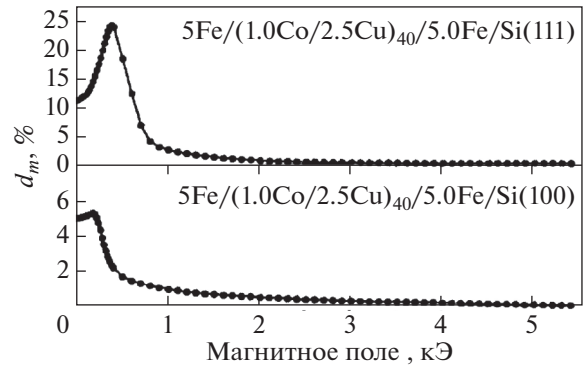


Рис. 12. Микроволновое магнитосопротивление наноструктур Co/Cu, данные работы [56].

чает и потери на излучение. Зависимость кажущегося магнитосопротивления от магнитного поля для двух кристаллографических ориентаций подложки показана на рис. 12. Как видно, магнитосопротивление в максимуме достигает 25%. В течение многих лет это был рекордный результат для μGMR . На рис. 13 показана частотная зависимость μGMR на частотах до 5.5 ГГц. В целом частотная зависимость μGMR слабая, но тенденция к уменьшению эффекта при повышении частоты присутствует. Можно отметить, однако, что эта тенденция к уменьшению больше связана со способом измерения, чем собственно μGMR .

Система CoFe/Cu

Многослойные наноструктуры системы CoFe/Cu отличает высокое магнитосопротивление. Наибольшее значение $\sim 110\%$ было получено при комнатной температуре в сверхрешетках

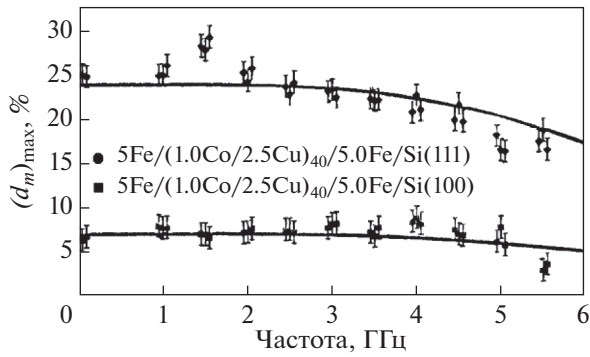


Рис. 13. Частотная зависимость μ GMR в наноструктурах Co/Cu, данные работы [56].

$[\text{Co}_{0.95}\text{Fe}_{0.05}/\text{Cu}]_{120}$ [82]. Сверхрешетки $[\text{Co}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}/\text{Cu}]_n$, хотя имеют меньшее магнитосопротивление, отличаются слабым гистерезисом и высокой температурной стабильностью, что важно для применения в сенсорах. Недавно для этого типа сверхрешеток было получено максимальное значение относительного магнитосопротивления свыше 80% [31].

В работе [60] были выполнены измерения эффекта μ GMR в прохождении и в отражении микроволн. В этой работе были использованы образцы типа спиновый клапан, полученные методом магнетронного распыления: Ta(10)/NiFe(3)/IrMn(6)/CoFe(t_{CoFe})/Cu(2.5)/CoFe(1)/NiFe(2)/Ta(2), где толщина слоя CoFe t_{CoFe} изменялась от 1.5 до 3.5 нм. В этой работе было использовано другое определение коэффициента прохождения, отличное от принятого здесь. В [60], следуя [51], принято определение коэффициента прохождения d_p как отношение мощности прошедшей волны к мощности падающей. В результате вместо (17) получено соотношение $d_p \approx 2r$. Нетрудно убедиться, что при $r \ll 1$ это соотношение эквивалентно (17).

В работе [83] методом прохождения микроволн исследован эффект μ GMR в сверхрешетках $[\text{Co}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}/\text{Cu}]_n$. Были использованы образцы сверхрешеток, магнитосопротивление которых показано на рис. 4. Результаты микроволновых измерений сопоставлены с измерениями GMR на рис. 14. Из рис. 14 следует, что соотношение (17) приблизительно выполняется для рассматриваемой системы, а именно, величины μ GMR и GMR примерно одинаковы, поля насыщения также совпадают. Здесь относительное изменение коэффициента прохождения введено по аналогии с (4а). В настоящее время изменения в ~78%, показанные на рис. 14б, являются рекордными для эффекта μ GMR.

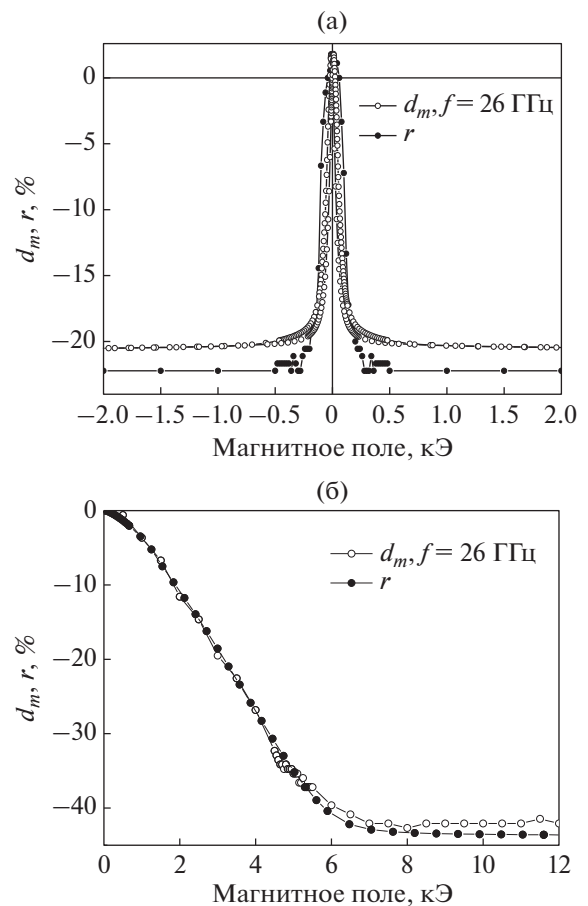


Рис. 14. Сопоставление полевой зависимости коэффициента прохождения микроволн на частоте $f = 26$ ГГц и относительного магнитосопротивления образца: а – Ta(5)/PyCr(5)/ $[\text{Co}_{88}\text{Fe}_{12}(1.3)/\text{Cu}(2.05)]_8/\text{Co}_{88}\text{Fe}_{12}(1.3)/\text{PyCr}(3)$; б – Ta(5)/PyCr(5)/ $[\text{Co}_{88}\text{Fe}_{12}(1.5)/\text{Cu}(0.95)]_{24}/\text{Ta}(5)$.

Система FeNi/V

Наноструктуры со слоями ванадия интересны возможностью регулировать межслоевое обменное взаимодействие за счет насыщения их водородом [84, 85]. Микроволновые измерения коэффициента прохождения выполнены на сверхрешетках $(\text{Fe}_{0.82}\text{Ni}_{0.18})/\text{V}$ [34, 86]. Для того чтобы эффекты μ GMR и GMR имели заметную величину, нужно, чтобы магнитные моменты в соседних слоях $\text{Fe}_{0.82}\text{Ni}_{0.18}$ были ориентированы антипараллельно или близко к этому. В [85] было установлено, что эффект GMR наблюдается при толщине слоев V от 12 до 15 монослоев. Антипараллельное упорядочение магнитных моментов реализуется в сверхрешетке $(100)\text{MgO}/[\text{Fe}_{0.82}\text{Ni}_{0.18}(1.47)/\text{V}(1.77)]_{25}/\text{Pd}(6)$. Здесь толщина слоя ванадия составляет 12 монослоев. На рис. 15 показаны полевые зависимости GMR и зависимости относительного изменения коэффициента

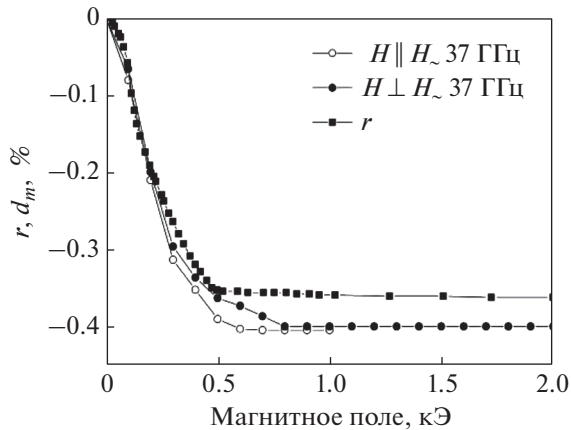


Рис. 15. Эффект μ GMR в микроволновом прохождении через сверхрешетку $(\text{Fe}_{0.82}\text{Ni}_{0.18})/\text{V}$: сопоставление между GMR и микроволновым прохождением для двух ориентаций магнитного поля $H \parallel H_0$ и $H \perp H_0$.

прохождения, измеренные при двух ориентациях магнитного поля $H \parallel H_0$ и $H \perp H_0$. Микроволновые измерения выполнены на частоте $f = 37$ ГГц. По форме полевые зависимости μ GMR и GMR подобны. Величина μ GMR в насыщении несколько превышает GMR, но тем не менее равенство $d_m \approx r$ приблизительно выполняется.

Помимо рассмотренных, μ GMR был измерен еще в нескольких системах. В работе [87] исследован μ GMR в пленках из композитов типа ферромагнитный металл – диэлектрик состава $\text{Co}_{51.5}\text{Al}_{19.5}\text{O}_{29}$, $\text{Co}_{50.2}\text{Ti}_{9.1}\text{O}_{40.7}$, $\text{Co}_{52.3}\text{Si}_{12.2}\text{O}_{35.5}$ и $(\text{Co}_{0.4}\text{Fe}_{0.6})_{48}(\text{MgF})_{52}$. Микроволновые измерения выполнены на частотах от 30 до 50 ГГц. Проводится сопоставление результатов с данными магниторефрактивного эффекта. Для первых двух составов наблюдаются сильные изменения микроволнового коэффициента прохождения, пропорциональные GMR. Для двух других составов микроволновой коэффициент прохождения не зависит от магнитного поля. Полученные экспериментальные результаты интерпретируются с учетом того обстоятельства, что в нанокompозите, помимо токов проводимости, существуют токи смещения, и сделан вывод, что гигантский магнитоимпеданс наблюдается только для таких нанокompозитов металл-диэлектрик, содержание металлических частиц в которых превышает порог перколяции.

Исследование микроволновых и магнитных свойств наноструктур AgPt/Co проведено в [88]. Для образца $(\text{Ag} + \text{Pt})(5.0)/[(\text{Ag} + \text{Pt})(3.0)/\text{Co}(0.5)]_{18}$ $(\text{Ag} + \text{Pt})(5.0)$ было установлено, что микроволновое магнитосопротивление одинаково для $H \parallel H_0$ и $H \perp H_0$ и одного порядка с отрицательным магнитосопротивлением GMR. Как у

GMR, так и μ GMR полного насыщения в магнитном поле до 12 кЭ не достигается.

В работе [10] проведено исследование коэффициента прохождения через наноструктуру $[\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(5.0)/\text{Cu}(2.2)/\text{Co}(2.0)/\text{Cu}(2.2)]_3$. Измерения выполнены в инфракрасном диапазоне с длиной волны 10.6 мкм. Там установлено, что полевая зависимость коэффициента прохождения подобна зависимости GMR, однако изменения коэффициента прохождения оказались в несколько раз меньше эффекта GMR.

Суммируя результаты этого раздела, приходим к заключению, что взаимно-однозначное соответствие относительного магнитосопротивления и изменения микроволнового коэффициента прохождения многократно подтверждено экспериментально для наноструктур Fe/Cr, Co/Cu, AgPt/Co, (FeNi)/Cu, (CoFe)/Cu. Это соответствие выполняется как для наноструктур со сплошными слоями, так и для наноструктур с нарушениями сплошности. Это соотношение выполняется для спин-вентильных наноструктур типа Ta(10)/NiFe(3)/IrMn(6)/CoFe(d_{CoFe})/Cu(2.5)/CoFe(1)/NiFe(2)/Ta(2). Согласно (17), величина d_m не имеет сильной частотной дисперсии, если нет дисперсии проводимости. Взаимно-однозначное соответствие не выполняется для металлических наноструктур с несплошными (кластерно-слоистыми) слоями ферромагнитного металла, для наноструктур типа ферромагнитный металл-диэлектрик с концентрацией металлических частиц ниже порога перколяции, и для измерений в инфракрасном диапазоне.

7. МИКРОВОЛНОВОЙ МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЙ ЭФФЕКТ В ОТРАЖЕНИИ МИКРОВОЛН

Впервые эффект μ GMR в отражении микроволн экспериментально наблюдали в работе [58], где измеряли коэффициент отражения от образца сверхрешетки Fe/Cr, помещенного в поперечное сечение волновода, но не перекрывающего волновод полностью. С применением такой методики можно изучать зависимость коэффициента отражения от магнитного поля, фиксировать поле насыщения μ GMR, но трудно определить величину μ GMR количественно. Измерения в [58] выполнены на частоте 70 ГГц с применением модуляционной методики. Полученные в результате измерений производные по магнитному полю от коэффициента отражения и электросопротивления показаны на рис. 16. Налицо подобие этих зависимостей в широкой области магнитных полей. Исключение составляет область около 16 кЭ, где в микроволновом сигнале присутствует особенность резонансного типа, вызванная FMR.

В работах [59, 89] исследование μ GMR получило дальнейшее развитие. Были выполнены эксперименты с использованием методики, когда образец сверхрешетки полностью перекрывал сечение волновода. Также определена форма полевой зависимости уже не производной, а самого коэффициента отражения. Были выполнены эксперименты по совместному наблюдению μ GMR и FMR и была выведена простая формула, позволяющая рассчитать изменения коэффициента отражения от наноструктуры, если известно относительное магнитосопротивление. Дальнейшее рассмотрение эффекта μ GMR в отражении микроволн проведем, следуя [59, 89].

Рассмотрение начнем с формул (15) для коэффициентов прохождения и отражения. Эти формулы будем рассматривать для предельного случая $d \ll \delta$, который реализуется на волнах дециметрового, сантиметрового и миллиметрового диапазонов. Возможны две ситуации, когда в знаменателе уравнений (15) преобладает то или другое слагаемое. Крайне малым толщинам наноструктуры соответствует условие $2Z_m \text{ch}(k_m d) \gg Z_{\text{sh}}(k_m d)$. В этом предельном случае малых толщин наноструктуры для коэффициента отражения получается

$$R \approx -\frac{Z}{2Z_m} \text{th} k_m d, \quad (21)$$

и при $d \ll \delta$ коэффициент отражения R мал. Если в знаменателе уравнений (15) имеет место противоположное неравенство $2Z_m \text{ch}(k_m d) \ll Z_{\text{sh}}(k_m d)$, то коэффициенты прохождения и отражения выразятся формулами

$$D = \frac{2Z_m}{Z_{\text{sh}} k_m d}, \quad R = -1 + \frac{2Z_m}{Z} \text{ch} k_m d. \quad (22)$$

Из формул (22) видно, что коэффициент отражения близок к -1 , а его изменения невелики, поскольку $k_m d \ll 1$. В этом предельном случае коэффициенты D и R зависят от частоты из-за частотной дисперсии констант и из-за частотной зависимости импеданса волновода Z . Эта зависимость импеданса Z слаба вдали от частоты отсечки волновода $f_c = \frac{c}{2a}$. Если изменения коэффициента отражения вызваны только магнитосопротивлением наноструктуры при $\mu \approx 1$, то для тонкой наноструктуры можно разложить в ряд гиперболические функции. Ограничиваясь первыми членами разложения, имеем для коэффициента отражения

$$R = -1 + \frac{2\rho}{Zd}. \quad (23)$$

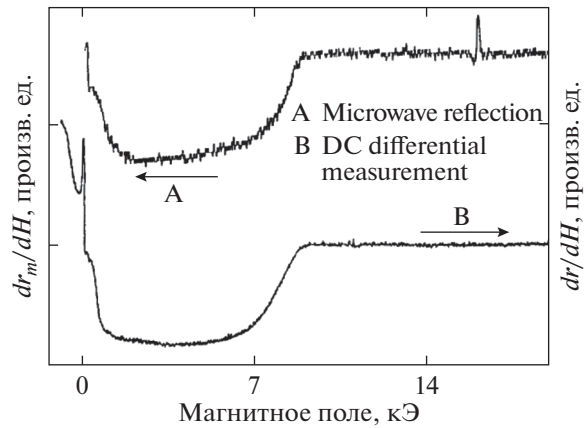


Рис. 16. Зависимость производной по магнитному полю магнитосопротивления и микроволнового коэффициента отражения, измеренного на частоте 70 ГГц для образца сверхрешетки Fe/Cr, данные [58].

Для относительного изменения коэффициента отражения в магнитном поле из выражения (23) можно получить

$$r_m = -D(0)[1 - D(0)]r, \quad (24)$$

где $D(0) = \frac{2\rho}{Zd\mu(0)}$.

Напомним, что импеданс для образца наноструктуры, помещенного в прямоугольный волновод, рассчитывается по формуле

$$Z = \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0}\right)^{1/2} \times \left[1 - (\lambda/\lambda_c)^2\right]^{-1/2}, \quad \lambda_c = 2a. \quad (25)$$

Если измерения проводятся в свободном пространстве, то формула для нахождения импеданса выглядит так:

$$Z = \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0}\right)^{1/2}. \quad (25a)$$

Результаты измерений полевых зависимостей GMR, относительных изменений коэффициентов прохождения и отражения на частоте $f = 37$ ГГц для сверхрешетки $[\text{Cr}(1.8)/\text{Fe}(2.8)]_{12}/\text{Cr}(7.7)/\text{MgO}$ показаны на рис. 17. Равенство GMR и μ GMR выполняется с высокой точностью. Изменения коэффициента отражения, в соответствии с (24), имеют противоположный GMR знак, меньшую величину и подобную полевую зависимость.

На рис. 18 показана частотная зависимость максимальных изменений коэффициентов отражения и прохождения для сверхрешетки $[\text{Cr}(1.3)/\text{Fe}(2.9)]_4/\text{Cr}(8.2)/\text{MgO}$, измеренная в поле $H = 12$ кЭ. Видно, что коэффициенты имеют лишь слабую частотную зависимость, изменения коэффициентов прохождения и отражения имеют противоположный знак, причем изменения коэффициента

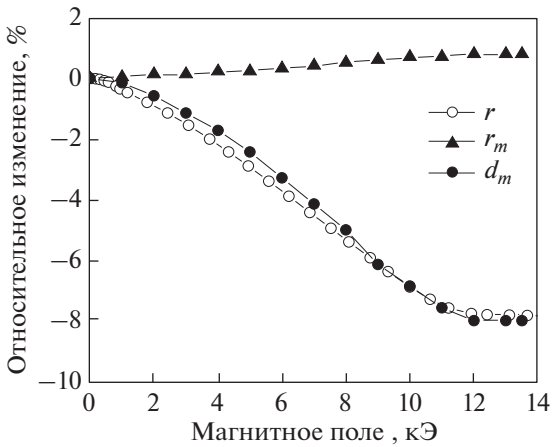


Рис. 17. Зависимость коэффициента отражения микроволн от сверхрешетки $[(1.8)/\text{Fe}(2.8)]_{12}/\text{Cr}(7.7)/\text{MgO}$ от напряженности магнитного поля, измеренная на частоте 37 ГГц.

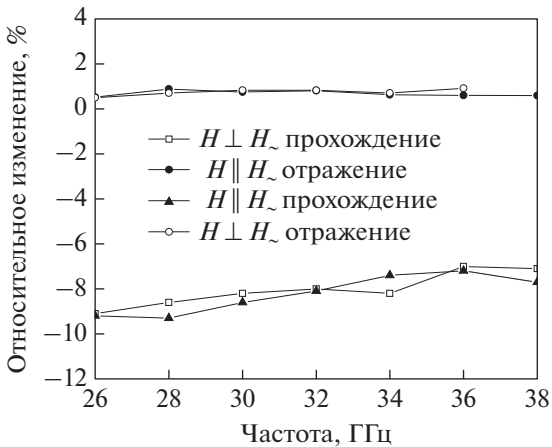


Рис. 18. Частотная зависимость максимальных изменений коэффициентов отражения и прохождения при намагничивании в поле 12 кЭ для сверхрешетки $[\text{Cr}(1.3)/\text{Fe}(2.9)]_4/\text{Cr}(8.2)/\text{MgO}$.

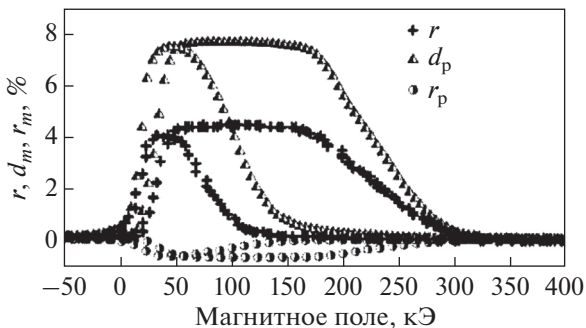


Рис. 19. Зависимость от магнитного поля относительных изменений коэффициентов прохождения и отражения, измеренных на частоте 10 ГГц, и GMR для наноструктуры $\text{Ta}(10)/\text{NiFe}(3)/\text{IrMn}(6)/\text{CoFe}(3.5)/\text{Cu}(2.5)/\text{CoFe}(1)/\text{NiFe}(2)/\text{Ta}(2)$, данные из [60].

отражения намного меньше по величине. Все эти черты согласуются с формулами (23) и (24).

В работе [60] выполнено подробное исследование μGMR в прохождении и отражении электромагнитных волн от спиновых клапанов $\text{Ta}(10)/\text{NiFe}(3)/\text{IrMn}(6)/\text{CoFe}(t_{\text{CoFe}})/\text{Cu}(2.5)/\text{CoFe}(1)/\text{NiFe}(2)/\text{Ta}(2)$, причем толщина слоя CoFe t_{CoFe} изменялась от 1.5 до 3.5 нм. На рис. 19 показаны зависимости от магнитного поля относительных изменений коэффициентов прохождения и отражения, измеренных на частоте 10 ГГц, и GMR для наноструктуры $\text{Ta}(10)/\text{NiFe}(3)/\text{IrMn}(6)/\text{CoFe}(3.5)/\text{Cu}(2.5)/\text{CoFe}(1)/\text{NiFe}(2)/\text{Ta}(2)$. С учетом того, что в этой работе коэффициенты прохождения и отражения введены по мощности, можно констатировать выполнение равенства (17) и в этом случае. Коэффициент отражения, в соответствии с (24), имеет противоположный знак и меньшую величину.

В [60] получены выражения, позволяющие рассчитать относительные изменения коэффициентов через изменения поверхностного сопротивления наноструктуры:

$$d_m = \frac{2R_0}{R_0 + 2R_S} r_S, \quad r_m = \frac{-4R_S}{R_0 + 2R_S} r_S, \quad (26)$$

где r_S – относительное изменение поверхностного сопротивления R_S , причем считается, что $R_S \propto \rho$. Величина R_0 рассчитывается по формуле $R_0 = \omega\mu_0/\beta$, где μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, β – постоянная распространения в пустом волноводе.

8. МИКРОВОЛНОВОЙ МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЙ ЭФФЕКТ ПРИ ПРОТЕКАНИИ ТОКА ПОПЕРЕК ПЛОСКОСТИ СЛОЕВ НАНОСТРУКТУРЫ

В разд. 2 отмечено, что существует два варианта измерений GMR, когда электрический ток протекает в плоскости наноструктуры (это геометрия “current-in-plane”, CIP) и перпендикулярно плоскости (геометрия “current-perpendicular-to-plane”, CPP). Последний вариант имеет преимущество в том отношении, что величина относительного магнитосопротивления оказывается больше. Однако реализация эксперимента в CPP геометрии наталкивается на ряд трудностей, одна из главных состоит в исключительно малой величине сопротивления образца, так как типичная толщина металла наноструктуры обычно не превышает 300 нм. Были разработаны способы выполнения таких измерений, которые используют модуляционные методики и мостовые схемы. Однако существует возможность измерения μGMR в геометрии CPP более простым методом на частотах в сотни мегагерц [90–92]. Схема эксперимента по исследованию протекания тока поперек

плоскости слоев (СРР) наноструктуры на высоких частотах показана на рис. 20.

Электрическое поле в коаксиальном резонаторе сосредоточено между торцом центрального проводника и дном резонатора, а силовые линии высокочастотного магнитного поля огибают центральный проводник. Образец сверхрешетки помещен в область сильного электрического поля. Магнитосопротивление образца существенно изменяет потери в резонаторе при изменении магнитного поля, следовательно, меняется и модуль коэффициента передачи. Модуль коэффициента передачи резонатора, включенного как проходной элемент, определяется следующим образом [93]:

$$D = \frac{2Q_L^2}{Q_1 Q_2} \frac{1}{1 + Q_L^2 (\Delta\omega/\omega_0)^2}. \quad (27)$$

Здесь Q_L – нагруженная добротность резонатора с образцом, Q_1 и Q_2 – добротности, вносимые элементами связи резонатора с двумя линиями передачи – к генератору и к измерительному детектору. В формуле (27) $\Delta\omega$ – расстройка от резонансной частоты ω_0 . На резонансной частоте коэффициент передачи равен

$$D = \frac{4Q_L^2}{Q_1 Q_2}, \quad \omega = \omega_0. \quad (28)$$

В правой части формулы (28) только нагруженная добротность $Q_L = Q_L(H)$ изменяется во внешнем магнитном поле. В [91, 92] рассчитана собственная добротность резонатора с образцом с учетом мощности потерь $P_{\text{loss}} = 1/2 |H_t|^2 R_S dS$, где поверхностное сопротивление R_S – это сопротивление проводника единичной площади с длиной, равной толщине слоя металла сверхрешетки d и имеющего удельное электросопротивление $\rho_{\text{эф}}$, $R_S = \rho_{\text{эф}} d$. Теперь можно найти соотношение между коэффициентом передачи в магнитном поле $D(H)$ и без поля $D(0)$

$$\xi = \frac{\int_{S_s} |H_t|^2 R_S dS}{\int_S |H_t|^2 R_S dS}, \quad 0 < \xi < 1, \quad (29)$$

$$\frac{D(H)}{D(0)} = \left[1 + \xi \frac{Q_L(0) R_S(H) - R_S(0)}{Q_0 R_S(0)} \right]^{-2}.$$

В формуле (29) введен параметр ξ , учитывающий долю потерь, приходящихся на образец от всех собственных потерь резонатора, где H_t – касательная компонента высокочастотного магнитного поля на поверхности образца S_s и на поверхности резонатора S . Если величина $|\xi(Q_L(0)/Q_0)| \ll 1$,

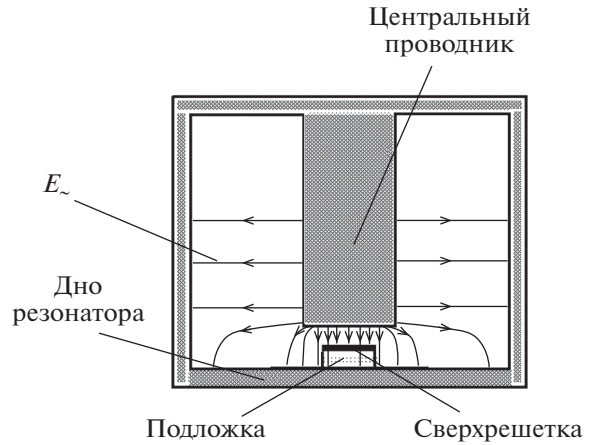


Рис. 20. Схема расположения образца сверхрешетки в коаксиальном резонаторе.

то для относительного изменения модуля коэффициента передачи получим простое выражение

$$d_m = -2\xi \frac{Q_L(0)}{Q_0} r. \quad (30)$$

Если потери в резонаторе почти целиком определяются потерями в образце, $\xi \approx 1$ и (30) переходит в простую формулу, приведенную в [90, 91]:

$$d_m = -2r. \quad (31)$$

Таким образом, изменение коэффициента прохождения через резонатор с образцом равно взятому с обратным знаком удвоенному относительному изменению сопротивления.

В [92] с использованием уравнения Максвелла для дивергенции электрического поля и кинетического уравнения совместно с граничными условиями, записанными для металлической пластинки, получены выражения для распределения высокочастотного электрического поля E_- и плотности тока j_- по толщине сверхрешетки (вдоль координаты z):

$$E_-(z) = \left(\frac{\omega_p Z_D}{v_F} \right)^2 e^{-z/Z_D} E_-(0) + \left[1 - \left(\frac{\omega_p Z_D}{v_F} \right)^2 \right] E_-(0),$$

$$j_-(z) = \frac{i\omega}{4\pi} \left(\frac{\omega_p Z_D}{v_F} \right)^2 (e^{-z/Z_D} - 1) E_-(0),$$

$$Z_D = \frac{v_F}{\sqrt{\omega_p^2 - i\omega(v - i\omega)}},$$

где $\omega_p = (4\pi n e^2/m)^{1/2}$ – плазменная частота, n и m – плотность и эффективная масса носителей тока, v_F – скорость Ферми, $E_-(0)$ – величина электрического поля на поверхности образца, Z_D – пара-

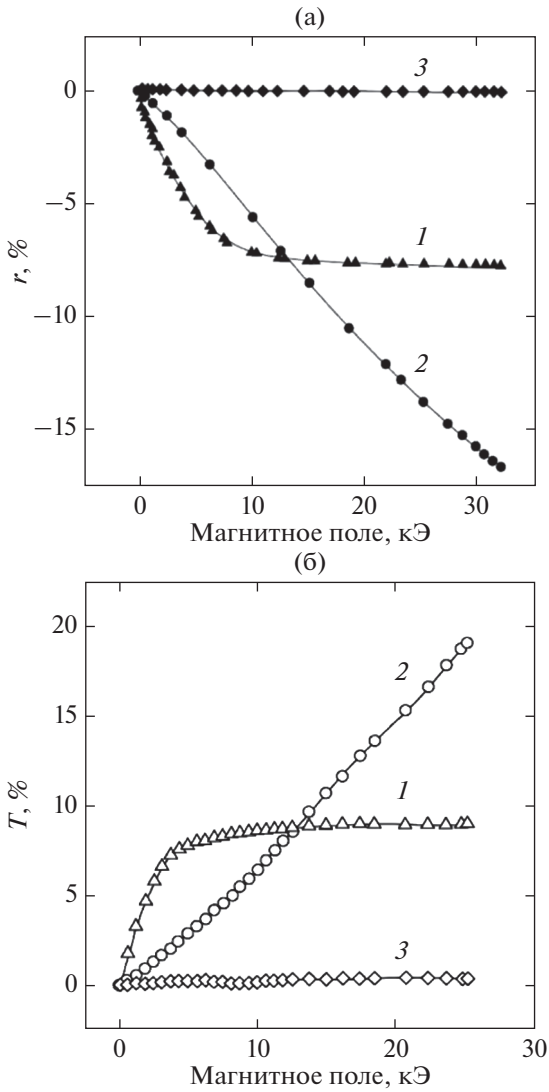


Рис. 21. Зависимость от магнитного поля относительного магнитосопротивления (а) и относительного изменения коэффициента передачи в геометрии CPP (б) для трех образцов сверхрешеток Fe/Cr.

метр экранирования, ν – эффективная частота столкновений. При $\omega \ll \omega_p, \nu \ll \omega_p$:

$$Z_D \approx r_D \left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_p^2} + i \frac{\omega\nu}{\omega_p^2} \right), \quad r_D = \frac{\nu_F}{\omega_p},$$

r_D – радиус экранирования Дебая. Из приведенных формул видно, что поле E_- и ток j_- состоят из двух компонент. Одна обусловлена динамическим аналогом эффекта электростатического экранирования, она экспоненциально спадает на глубине порядка радиуса экранирования. Вторая – проникающая компонента – пронизывает все сечение

образца. Так, в глубине металла существует электрическое поле

$$|E_-(z \rightarrow \infty)| \cong E_-(0) \frac{2\omega\nu}{\omega_p^2}.$$

Эта проникающая компонента существует, только если толщина слоя металла значительно меньше скин-глубины. Мощность электромагнитных колебаний в образце вычисляется как

$$P = S_s \int_{V_s} j_-^* E_- dV,$$

где интегрирование ведется по объему образца. Потери в образце описываются действительной частью P ,

$$\begin{aligned} P_{\text{Loss}} = \text{Re } P &= \frac{\omega^2 \nu}{2\pi\omega_p^2} dS_s E_-^2(0) = \\ &= \frac{\omega^2 R_s}{8\pi^2} S_s E_-^2(0). \end{aligned} \tag{32}$$

Согласно (32), мощность потерь прямо пропорциональна поверхностному сопротивлению R_s , в полном согласии с (30).

Экспериментальная проверка формулы (30) выполнена в [53, 90, 91]. Измерения в [53] выполнены на трех сверхрешетках: 1 – [Fe(2.1)/Cr(1.0)]₁₂, 2 – [Fe(1.4)/Cr(0.9)]₃₀, 3 – [Fe(2.1)/Cr(1.7)]₁₂. Высокочастотные измерения выполнены на частоте 779 МГц. На рис. 21а видно, что эти образцы обладают различным типом и величиной GMR. На рис. 21б показано относительное изменение коэффициента передачи резонатора с образцом. Видно, что высокочастотные изменения имеют противоположный знак по сравнению с GMR. Тип зависимости μGMR для каждого образца подобен GMR. Можно заметить, что высокочастотные изменения по модулю примерно в 1.2–1.4 раза больше GMR.

В заключение этого раздела отметим, что CPP геометрия протекания высокочастотных токов может быть реализована на бегущих волнах, если наноструктуру, у которой толщина металла меньше скин-глубины, поместить вдоль оси волновода параллельно его большей стенке [72].

9. МИКРОВОЛНОВОЙ МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЙ ЭФФЕКТ В ШИРОКОМ ИНТЕРВАЛЕ ЧАСТОТ

В этом разделе будет проведен анализ формулы для коэффициента прохождения электромагнитных волн через тонкую металлическую пластину (15) для широкого интервала частот. Рассмотрим следующие частные случаи: 1) микроволновые частоты, 2) низкие частоты и/или очень тонкие пленки, 3) частоты верхней части миллиметрового диапазона. Будет изучен μGMR для пленок и наноструктур как с высокой, так и с умеренной про-

водимостью. В изложении будем следовать статьям [80, 94].

Проведем анализ проникновения электромагнитного поля сквозь сверхрешетку. Коэффициент прохождения D зависит от соотношения импедансов сверхрешетки Z_m и окружающего пространства Z и соотношения суммарной толщины металла d в сверхрешетке и глубины скин-слоя δ . Если образец помещают в волновод, то импеданс вычисляются по формуле (25), а если эксперимент проводится в свободном пространстве, то импеданс рассчитывают по формуле (25a).

Рассмотрим предельный случай формулы (15), когда $d \ll \delta$. Интервалу низких частот (радиочастотам и более низким частотам) соответствует условие $2Z_m \text{ch}(k_m d) \gg Z \text{sh}(k_m d)$ в знаменателе (15). В этом случае, используя условие $d \ll \delta$, получим:

$$|D| \approx 1 - [1/3(d/d)^4]. \quad (33)$$

Ясно, что в этом случае модуль коэффициента прохождения близок к единице. Отсюда легко получить выражение для относительного изменения

$$d_m = -\frac{1}{12} d^4 \omega^2 \mu_0^2 \left(\frac{\mu^2(H)}{\rho^2(H)} - \frac{\mu^2(0)}{\rho^2(0)} \right).$$

Величина d_m мала в силу неравенства $d \ll \delta$. В полях насыщения $\mu(H) \approx 1$; при небольшом магнитосопротивлении $\rho(H) \approx \rho(0)$ и большой начальной проницаемости $\mu \gg 1$ имеем:

$$d_m \approx \frac{d^4 \mu^2(0) \mu_0^2}{12 \rho^2(0)} \omega^2. \quad (34)$$

Изменения коэффициента передачи на радиочастотах при $\mu(0) \gg 1$ могут быть вызваны изменением магнитной проницаемости. Они невелики, $d_m \ll 1$, имеют положительный знак и в случае отсутствия частотной дисперсии материальных постоянных пропорциональны ω^2 .

Теперь рассмотрим интервал сантиметровых и миллиметровых волн. Если в знаменателе (15) $2Z_m \text{ch}(k_m d) \ll Z \text{sh}(k_m d)$, то коэффициент прохождения выразится формулой (16):

$$D = \frac{2Z_m}{Z \text{sh} k_m d}. \quad (35)$$

Для тонкой наноструктуры с $d \ll \delta$ и при $\mu(H) \approx 1$ из (35) имеем:

$$D = \frac{2\rho}{Zd}. \quad (36)$$

В этом предельном случае коэффициент прохождения действителен, если действительно сопротивление ρ . Он зависит от частоты через импеданс Z , и эта зависимость слаба вдали от частоты отсечки волновода $f_c = \frac{c}{2a}$. Для экспериментов

в свободном пространстве, если импеданс выражается формулой (25a), то этот источник дисперсии вообще отсутствует. Из (35) следует взаимнооднозначное соответствие (17) магниторезистивного эффекта, измеренного на постоянном токе, и коэффициента передачи, если $\mu \approx 1$.

Теперь рассмотрим более широкую область частот, включая и те частоты, на которых $2Z_m \text{ch}(k_m d) \sim Z \text{sh}(k_m d)$. Выполним численные расчеты зависимостей коэффициентов прохождения и отражения от магнитного поля по формулам (15), принимая проводимость наноструктуры в нулевом поле $\sigma(0) = 1.26 \times 10^6$ См/м и магнитосопротивление, которое показано на рис. 7a. Расчеты проведены для нескольких значений толщины наноструктуры d от 0.5 до 50 нм. Результаты расчетов коэффициентов показаны на рис. 7 [94]. Для достаточно больших значений толщины величина изменений коэффициента прохождения d_m близка к относительному магнитосопротивлению r , а форма полевой зависимости d_m подобна полевой зависимости магнитосопротивления. Противоположный предельный случай, описываемый формулой (33), для этого высокого значения проводимости наноструктуры, не достигается даже при очень малой толщине наноструктуры 0.5 нм. Можно отметить, что наибольшие изменения коэффициента отражения r_m достигаются при промежуточном значении толщины $d = 3$ нм. На рис. 7b показана рассчитанная зависимость изменений d_m и r_m в поле 12 кЭ, т.е. в условиях магнитного насыщения, как функция толщины наноструктуры. Видно, что во всем интервале изменения толщины d относительное изменение коэффициента отрицательно и по модулю монотонно возрастает по мере увеличения d . При больших толщинах микроволновое изменение d_m стремится к относительному магнитосопротивлению r . В отличие от этого, относительное изменение коэффициента отражения микроволн имеет максимум, при дальнейшем увеличении толщины наноструктуры уменьшается и стремится к значению, предписываемому формулой (24).

Теперь рассмотрим результаты расчетов для наноструктуры с малой проводимостью $\sigma(0) = 1 \times 10^3$ См/м. Такое значение проводимости может принадлежать, например, наноструктуре, содержащей полупроводник или полуметалл. Остальные параметры наноструктуры такие же, как в случае, рассмотренном выше. Считаем, что магнитосопротивление наноструктуры такое, как показано на рис. 7a. Мы рассмотрим в этом случае более широкий интервал толщин наноструктур от 0.5 до 300 нм. Результаты расчета коэффициентов прохождения и отражения показаны на рис. 22a.

Форма полевых изменений зависимостей коэффициента прохождения подобна форме зави-

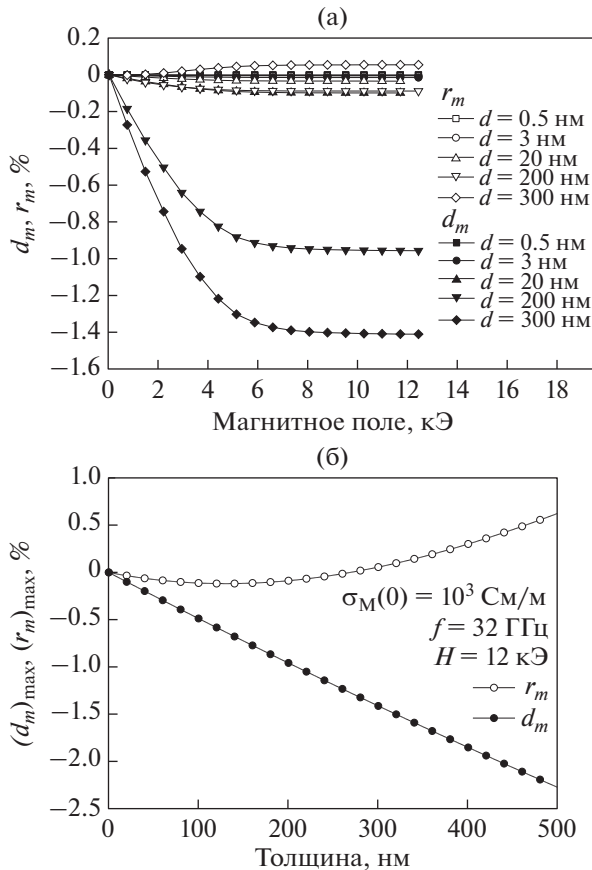


Рис. 22. Полевые зависимости коэффициентов прохождения и отражения наноструктуры с проводимостью $\sigma(0) = 1 \times 10^3$ См/м на частоте $f = 32$ ГГц, рассчитанные для нескольких толщин наноструктуры (а); зависимости относительных изменений в поле 12 кЭ от толщины наноструктуры (б).

симости магнитосопротивления, измеренного на постоянном токе, однако величина изменений коэффициента прохождения d_m намного меньше, чем относительное магнитосопротивление. Отсюда можно сделать вывод о том, что во всем разумном интервале толщин наноструктур вплоть до 300 нм на волнах миллиметрового (а тем более сантиметрового диапазона) предельный случай взаимно-однозначного соответствия $d_m = r$ для наноструктур с низкой проводимостью $\sigma(0) = 1 \times 10^3$ См/м не достигается. На рис. 22б показана зависимость коэффициентов прохождения и отражения в поле $H = 12$ кЭ от толщины наноструктуры. Эти зависимости заметно отличаются от зависимостей, приведенных на рис. 7в. Изменения коэффициента прохождения во много раз меньше магнитосопротивления, толщинная зависимость в рассматриваемом интервале параметров близка к линейной. Толщинная зависимость коэффициента отражения не имеет максимума.

В этом разделе рассмотрен микроволновой гигантский магниторезистивный эффект в магнитных металлических наноструктурах в широком интервале частот. Проведены численные расчеты, которые уточняют частотные характеристики этого эффекта. Из общих выражений для коэффициентов прохождения и отражения для металлической пластины, обладающей магниторезистивным эффектом, следует, что существуют два предельных случая, в которых характеристики микроволнового гигантского магниторезистивного эффекта сильно отличаются. Первый предельный случай не может реализоваться в металлических наноструктурах с толщиной более 0.5 нм. На частотах сантиметрового и миллиметрового диапазонов для металлических наноструктур с толщиной от 0.5 до 200 нм реализуется второй предельный случай. Для наноструктур с низкой проводимостью $\sim 10^3$ См/м второй предельный случай и взаимно-однозначное соответствие μ GMR и GMR на микроволновых частотах, напротив, не реализуются.

10. ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС И МИКРОВОЛНОВОЙ МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЙ ЭФФЕКТ

В этом разделе рассмотрим совместное проявление ферромагнитного резонанса и микроволнового гигантского магниторезистивного эффекта в металлических наноструктурах. Будет описана специфика проявления FMR в прохождении для наноструктур разных типов. Будет рассмотрен спектр FMR в наноструктурах и из него будут получены сведения о константах межслоевого обмена. Состояние исследований FMR в пленках до открытия эффекта GMR дано в обзорной работе [95]. Затухание в магнитной системе в тонкопленочных ферромагнетиках изучено в [96]. Помимо измерений в стандартных спектрометрах магнитного резонанса [44], разработаны и другие экспериментальные методы [49, 97]. Мы ограничим рассмотрение работами, в которых использована методика прохождения микроволн. Исследование многослойных наноструктур методом FMR представляет существенный интерес. В частности, из спектра FMR оказывается возможным получить сведения о межслоевом обменном взаимодействии [37, 38, 98].

В работах [55, 65, 77] методом прохождения изучены явления μ GMR и FMR в наноструктурах Fe/Cr разных типов: сверхрешетках с параллельным, антипараллельным, неколлинеарным упорядочением магнитных моментов соседних слоев, кластерно-слоистых наноструктурах, а также тонких пленках Fe и пермаллоя. Рассмотрим вначале результаты, полученные на сверхрешетках Fe/Cr с малым значением поля насыщения H_s , для которых условия FMR реализуются после до-

стижения образцом магнитного насыщения. На рис. 8 приведены результаты измерений, выполненных на такого типа сверхрешетке $[\text{Cr}(1.8)/\text{Fe}(2.8)]_{12}/\text{Cr}(7.7)/\text{MgO}$ при разных частотах для $H \perp H_c$. Видно, что полевая зависимость изменений коэффициента прохождения d_m в некотором узком интервале полей имеет резонансную особенность (минимум). Следует отметить, что нерезонансная часть зависимости $d_m(H)$ оказалась примерно одинаковой во всем исследованном частотном интервале и по своему характеру очень похожа на полевую зависимость магнитосопротивления, измеренного на постоянном токе. Резонансный вклад наблюдали на частотах, превышающих 30 ГГц, причем поле минимума коэффициента прохождения увеличивается с ростом частоты. Для случая $H \parallel H_c$ минимума, связанного с ФМР, не наблюдали.

На сверхрешетке $[\text{Cr}(1.1)/\text{Fe}(0.9)]_{40}/\text{Cr}(8.5)/\text{MgO}$ с тонкими слоями и большим значением поля насыщения минимум поглощения, обусловленный ФМР, наблюдали при $H \perp H_c$ в поле, меньшем поля магнитного насыщения образца. На рис. 9а приведены зависимости $d_m(H)$, определенные на частоте 36 ГГц при $H \perp H_c$ и $H \parallel H_c$, а также полевая зависимость магнитосопротивления $r(H)$, измеренного на постоянном токе. Оказалось, что амплитуда резонанса при $f = 36$ ГГц у этого образца значительно меньше, чем у образца $[\text{Cr}(1.8)/\text{Fe}(2.8)]_{12}/\text{Cr}(7.7)/\text{MgO}$, намагниченного до насыщения. Исследования микроволнового прохождения были выполнены также на кластерно-слоистой наноструктуре $[\text{Cr}(1.1)/\text{Fe}(0.4)]_{50}/\text{Cr}(8.5)/\text{MgO}$. Результаты представлены на рис. 9б. У кластерно-слоистой наноструктуры Fe/Cr резонансных изменений не замечено. Это хорошо согласуется с результатами измерений намагниченности. Отсутствие петли гистерезиса и отсутствие резонансного вклада в микроволновое прохождение свидетельствует о том, что слои Fe не являются сплошными, а состоят из отдельных кластеров (островков) Fe.

Если магнитные характеристики сверхрешетки таковы, что резонанс приходится на магнитно ненасыщенное состояние сверхрешетки, то спектр FMR будет зависеть от констант межслоевого обмена. Ниже будет пояснено, как эти константы могут быть определены из спектра FMR. На рис. 23 показаны зависимости коэффициента прохождения через сверхрешетку $\text{Cr}(1\text{нм})/[\text{Fe}(1.06)/\text{Cr}(1.1)]_{30}/\text{Cr}(8)/\text{MgO}$, измеренные на нескольких частотах миллиметрового диапазона. Из поля резонанса можно восстановить спектр.

Изучению спектров FMR посвящены работы [35, 36, 99–101]. В [35, 36] рассчитаны спектры с учетом межслоевого обменного взаимодействия, включая и неоднородные моды, а также экспери-

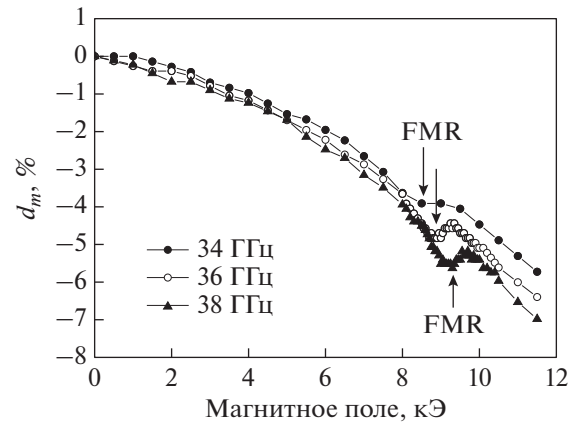


Рис. 23. Зависимость коэффициента прохождения микроволн от магнитного поля для сверхрешетки $\text{Cr}(1.0)/[\text{Fe}(1.06)/\text{Cr}(1.1)]_{30}/\text{Cr}(8)/\text{MgO}$.

ментально получены спектры для нескольких сверхрешеток Fe/Cr. Одной из целей этих работ было получение численных значений констант в биквадратичном приближении межслоевого обменного взаимодействия.

Для нас важны спектры однородной акустической моды колебаний, так как резонансы, принадлежащие этой моде, наблюдаются экспериментально методом прохождения. Уравнения спектра частот акустической моды записываются различным образом для насыщенного и ненасыщенного состояний:

$$\omega = \gamma M [2C(2C + K_{\text{eff}})]^{1/2}, \quad H \leq H_s; \quad (37)$$

$$\omega = \gamma [H(H + K_{\text{eff}} M_s)]^{1/2}, \quad H > H_s. \quad (38)$$

Величина C выражается через постоянные A и B выражения для кривой намагничивания (2), или через обменные константы J_1 и J_2 :

$$C = \frac{A + BM^2}{2} = \frac{2}{dM_s^2} \left[J_1 - 2J_2 \left(1 - 2 \frac{M^2}{M_s^2} \right) \right]. \quad (39)$$

В формулах (37), (39) намагниченность M может быть взята из экспериментально измеренной кривой намагничивания, или из ее аппроксимации (2). В численных расчетах спектра мы пренебрегаем влиянием одноосной анизотропии и полагаем $K_{\text{eff}} = 4\pi$. Возможность такого упрощения для сверхрешеток Fe/Cr следует из данных [36]. Построение расчетных спектров выполнено в предположении об однородной прецессии магнитных моментов во всех слоях и во всех частях образца.

На рис. 24 показаны спектры FMR четырех образцов сверхрешеток Fe/Cr, указанных в табл. 1. Расчеты выполнены по формулам (37), (38). Намагниченность сверхрешетки взята из экспериментальной кривой намагничивания, а обменные

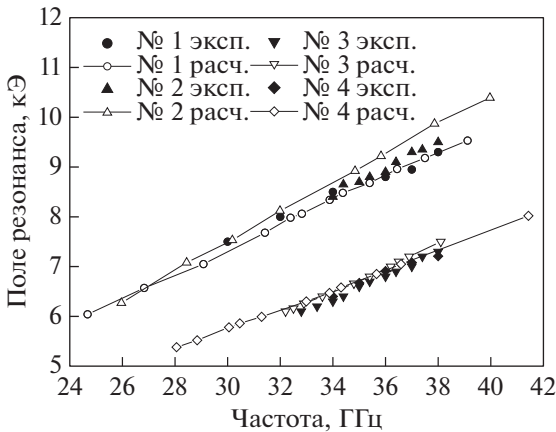


Рис. 24. Экспериментальные и расчетные спектры ферромагнитного резонанса для четырех сверхрешеток Fe/Cr.

константы J_1 и J_2 взяты из табл. 1. Из рис. 24 можно заключить, что рассчитанные спектры хорошо соответствуют экспериментальным. Поэтому можно заключить, что значения межслоевых обменных констант, полученные из анализа кривых намагничивания, хорошо согласуются со значениями, полученными из спектров FMR.

С увеличением частоты поле резонанса увеличивается, как правило, растет и амплитуда резонанса, см. рис. 25. Влияние частоты волны и намагниченности пленки можно анализировать на основе приближенной формулы, полученной для тонкой ферромагнитной металлической пленки в случае нормального скин-эффекта [102]:

$$d_{\max} \sim \frac{-\omega G}{(\omega - \omega_r)^2 + \left(\frac{\omega G}{\gamma M_s}\right)^2}, \quad (40)$$

где ω_r – частота резонанса, $G = \alpha \gamma M_s$ – постоянная Гильберта, d_{\max} – амплитуда изменений коэффициента прохождения в резонансе. Из (40) получается, что в резонансе $d_{\max} \sim \gamma^2 M_s^2 / \omega G$, т.е. с ростом намагниченности амплитуда резонанса увеличивается. Частотная зависимость амплитуды резонанса из (40) отличается от показанной на рис. 25. Слагаемое $(\omega G / \gamma M_s)^2$ в знаменателе определяет ширину линии резонанса. В (40) ширина определяется только потерями в магнитной системе. Согласно [103, 104], существует несколько источников магнитных потерь, соотношение между которыми может изменяться в зависимости от материала пленки и температуры. Кроме того, несовершенство кристаллической структуры пленки тоже дает вклад в ширину резонансной линии. Для более правильного учета различных вкладов в ширину линии магнитного резонанса ее частот-

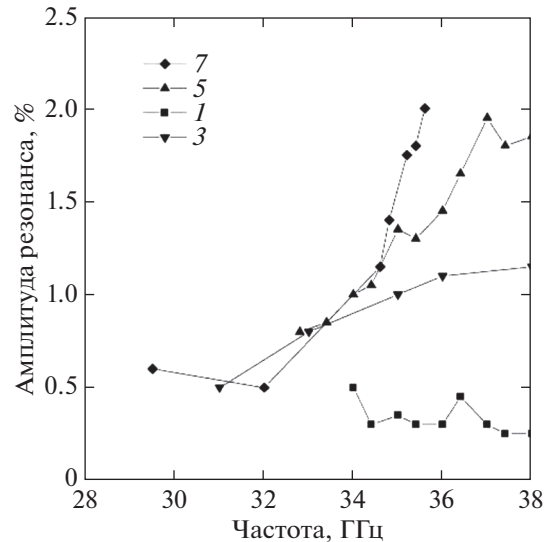


Рис. 25. Частотная зависимость амплитуды FMR в прохождении для нескольких сверхрешеток Fe/Cr: 1 – [Cr(11 Å)/Fe(9 Å)]₄₀/Cr(85 Å)/MgO; 3 – [Cr(11 Å)/Fe(16 Å)]₃₀/Cr(83 Å)/MgO; 5 – [Cr(12 Å)/Fe(23 Å)]₁₆/Cr(77 Å)/MgO; 7 – [Cr(18 Å)/Fe(28 Å)]₁₂/Cr(77 Å)/MgO.

ная зависимость была аппроксимирована линейной функцией [103, 104]:

$$\Delta H(\omega) = \Delta H(0) + \frac{\omega G}{\gamma^2 M_s}, \quad (41)$$

где $\Delta H(\omega)$ – ширина линии на частоте ω , а $\Delta H(0)$ учитывает вклад в ширину из-за несовершенства структуры. Детальный теоретический анализ, выполненный в [105] с учетом обменного взаимодействия и шероховатости границ пленки, показал, что частотная зависимость ширины линии нелинейна, что было подтверждено экспериментально в [96]. Однако на ограниченном частотном интервале аппроксимация (41) может применяться. Если учесть формулу (41) в знаменателе (40), то получится, что амплитуда резонанса линейно возрастает с частотой, что приблизительно подтверждается экспериментально на рис. 25.

Рассмотрим теперь вопрос об ориентации постоянного магнитного поля, требующейся для наблюдения линии FMR в прохождении микроволн [34]. На рис. 26 показаны зависимости коэффициента прохождения через сверхрешетку [Fe_{0.82}Ni_{0.18}(1.03)/V(1.9)]₁₀₀/Pd(6), измеренные при двух ориентациях постоянного магнитного поля $H \perp H_0$ и $H \parallel H_0$ на двух частотах $f = 33$ и 37.5 ГГц. Линия FMR ясно наблюдается при $H \perp H_0$. При другой ориентации магнитного поля при $H \parallel H_0$ FMR либо отсутствует полностью, как на рис. 26а, либо наблюдаются очень слабые изменения (рис. 26б). Такая картина соответствует представ-

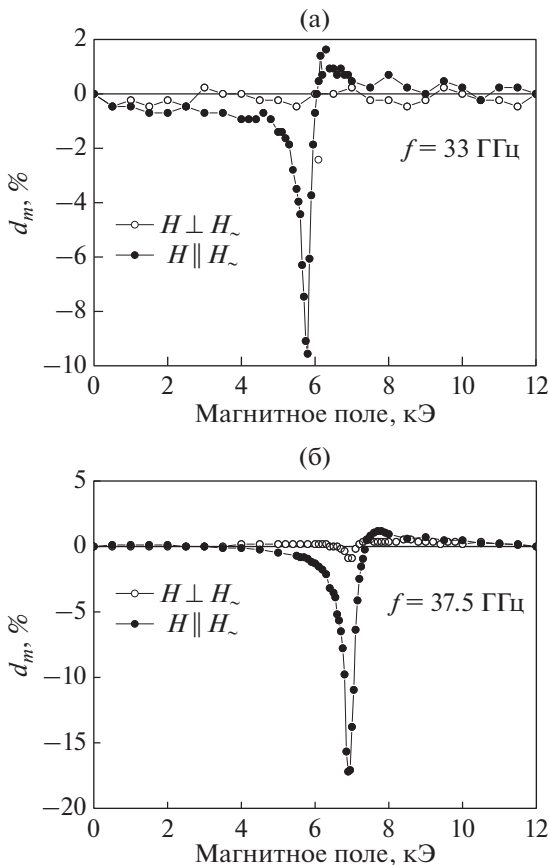


Рис. 26. Сопоставление зависимости коэффициента прохождения от магнитного поля для двух ориентаций постоянного магнитного поля: $H \perp H_0$ (заполненные символы) и $H \parallel H_0$ (пустые символы). Частоты $f = 33$ ГГц – (а) и 37.5 ГГц – (б).

лению об эффективной динамической магнитной проницаемости [66]. При $H \perp H_0$ эффективная магнитная проницаемость комбинируется из компонент тензора динамической магнитной проницаемости, как показано в формуле (8), которая включает компоненты, резонансным образом зависящие от частоты и от внешнего магнитного поля. В отличие от этого, при $H \parallel H_0$ эффективная магнитная проницаемость определяется компонентой восприимчивости (8в), которая не имеет резонансной особенности. Все же в зависимости, измеренной на частоте 37.5 ГГц, на рис. 26, видны слабые изменения резонансного типа при $H \parallel H_0$. Эти изменения могут быть связаны как с наличием в этом образце спин-волнового резонанса при $f = 36$ ГГц, так и отличиям динамической магнитной восприимчивости от полдеровского вида (18).

В [86] детально изучен спектр FMR для трех сверхрешеток (FeNi)/V: 1 – (100)MgO/[Fe_{0.82}Ni_{0.18}(0.6)/V(1.0)]₁₀₀/Pd(6); 2 – (100)MgO/[Fe_{0.82}Ni_{0.18}(1.47)/V(1.77)]₂₅/Pd(6); 3 – (100)MgO/[Fe_{0.82}Ni_{0.18}(1.47)/V(0.89)]₂₅/Pd(6). Среди них об-

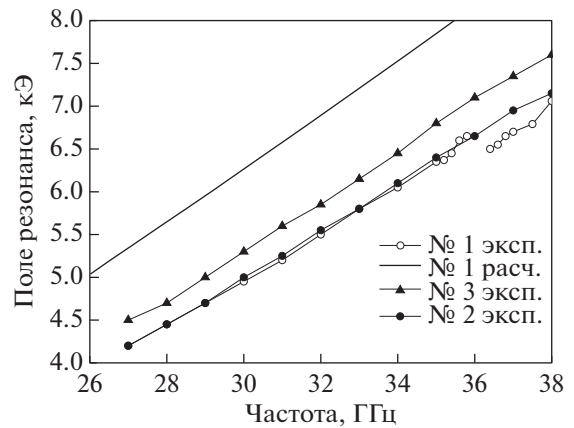


Рис. 27. Спектры FMR в сверхрешетках $(Fe_{0.82}Ni_{0.18})_n/V_m(001)$.

разец 2 имеет антипараллельное упорядочение магнитных моментов соседних слоев, два других образца имеют параллельное упорядочение.

На рис. 27 показаны экспериментально измеренные спектры FMR в этих сверхрешетках, а также рассчитанный по формуле (38) спектр для образца 2. Экспериментальный спектр для образца 2 разрывный, так как в области частот около 36 ГГц, помимо FMR, наблюдается еще спин-волновой резонанс. Обращает на себя внимание отличие между рассчитанным и экспериментальным спектром. В [86] это отличие связывают с присутствующими в сверхрешетках Fe/V и (FeNi)/V “магнитно-мертвыми” слоями Fe в интерфейсах. Атомы Fe в этих слоях имеют значительно меньший магнитный момент [10]. Оценка толщины этих слоев показала [86], что толщина “магнитно-мертвых” слоев составляет 1–1.5 монослоя Fe.

11. СПИН-ВОЛНОВОЙ РЕЗОНАНС В ПРОХОЖДЕНИИ МИКРОВОЛН

В этом разделе будет рассказано о наблюдении спин-волнового резонанса (SWR) в прохождении электромагнитных волн через металлические наноструктуры, рассмотрены особенности SWR при магнитном поле, лежащем в плоскости наноструктуры, установлены условия наблюдения спин-волнового резонанса и проведен расчет спектра SWR.

Спин-волновой резонанс заключается в осуществлении равенства или кратности длины спиновой волны и характерного размера металлического объекта, например, толщины пленки. В прохождении волн через тонкую пленку SWR наблюдается в виде серии пиков (максимумов) коэффициента прохождения на полевой или частотной зависимости коэффициента [106]. Как правило, для наблюдения SWR выбирается геометрия эксперимента, когда постоянное маг-

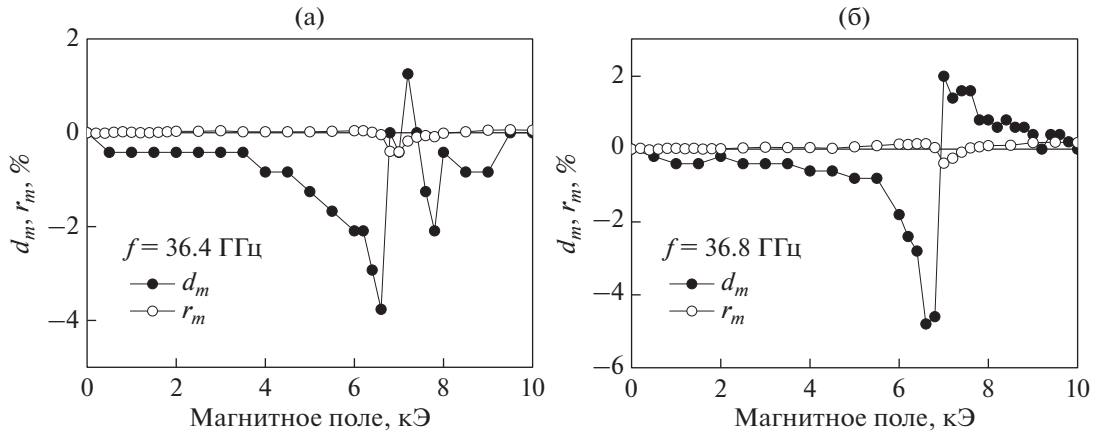


Рис. 28. Ферромагнитный и спин-волновые резонансы и μ GMR в микроволновом прохождении d_m и отражении r_m для сверхрешетки $(100)\text{MgO}/[\text{Fe}_{0.82}\text{Ni}_{0.18}(1.47)/\text{V}(1.77)]_{25}/\text{Pd}(6)$, измеренные на разных частотах около 36 ГГц: $f = 36.4$ ГГц – (а); $f = 36.8$ ГГц – (б).

нитное поле направлено перпендикулярно плоскости пленки [107, 108]. Наблюдение спин-волновых резонансов в металлических пленках и наноструктурах затруднено из-за сильного затухания спиновых волн в металлах. Существуют, однако, способы компенсации потерь за счет спин-орбитального торк-эффекта [109, 110]. Теория SWR изложена, в частности, в [111]. В теоретическом описании распространения спиновых волн в пленках и наноструктурах требуется учет магнитно-дипольного и обменного взаимодействий, граничных условий для спинов на границах, магнитных неоднородностей [66, 112–115]. Исследование SWR при магнитном поле, направленном параллельно плоскости пленки, выполнено в [116].

Экспериментальное исследование SWR в сверхрешетке $(100)\text{MgO}/[\text{Fe}_{0.82}\text{Ni}_{0.18}(1.47)/\text{V}(1.77)]_{25}/\text{Pd}(6)$ выполнено в работе [34]. Полевые зависимости коэффициентов прохождения и отражения на частотах вблизи 36 ГГц показаны на рис. 28. Присутствие SWR ясно видно на рис. 28а, где присутствуют две линии резонансного типа и рис. 28б, где резонансная линия уширена.

Проведем теоретическое обсуждение резонансов SWR в прохождении микроволн. Основы теории заложены в работе [117], где было получено и решено дисперсионное уравнение для спиновых волн в ферромагнитном металле. Учтены также граничные условия для спинов на границе металла [118]. В изложении этой проблемы будем следовать работе [34] привлечением результатов статей [119, 120].

Многослойная наноструктура заменяется однородной пластиной с эффективными проводимостью и магнитной проницаемостью. Теоретическое

описание стартует с уравнений Максвелла для роторов и уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта:

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{H} + 4\pi \mathbf{M}); \quad \text{rot } \mathbf{H} = \frac{4\pi \sigma}{c} \mathbf{E}; \quad (42)$$

$$\frac{1}{\gamma} \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \mathbf{M} \times \left[\mathbf{H} + \left(\frac{2A}{M_s^2} \right) \nabla^2 \mathbf{M} - \left(\frac{G}{\gamma M_s^2} \right) \mathbf{M} \times \mathbf{H} \right], \quad (43)$$

где \mathbf{M} – вектор полной намагниченности, σ – проводимость металла, c – скорость света, A – обменный параметр, M_s – намагниченность насыщения, $\gamma = g|e|/2mc$ – гиромагнитное отношение, g – фактор спектроскопического расщепления, e и m – заряд и масса электрона, G – постоянная Гильберта затухания в магнитной системе. Проводится линеаризация системы уравнений (42), (43), в результате получается дисперсионное уравнение

$$K^6 - C_1 K^4 + C_2 K^2 - C_3 = 0, \quad (44)$$

из которого находятся волновые числа собственных волн в металле. Существует три решения уравнения (44): K_1 , K_2 , K_3 . Этим решениям соответствуют волновые числа k_n , которые относятся к ларморовской и антиларморовской спиновым волнам и электромагнитно-подобной спиновой волне. Для нахождения амплитуд волн систему (42), (43) нужно дополнить граничными условиями для полей и спинов на границах сред: двух сторонах металлической пластины и диэлектрической пластины (подложки). В результате получается система линейных уравнений, которая может быть решена относительно амплитуд собственных спиновых волн в ферромагнитной пластине. Амплитуда и поляризация полей и намагниченности внутри и на границах ферромагнитной пластины получается суммированием с учетом фаз собственных волн.

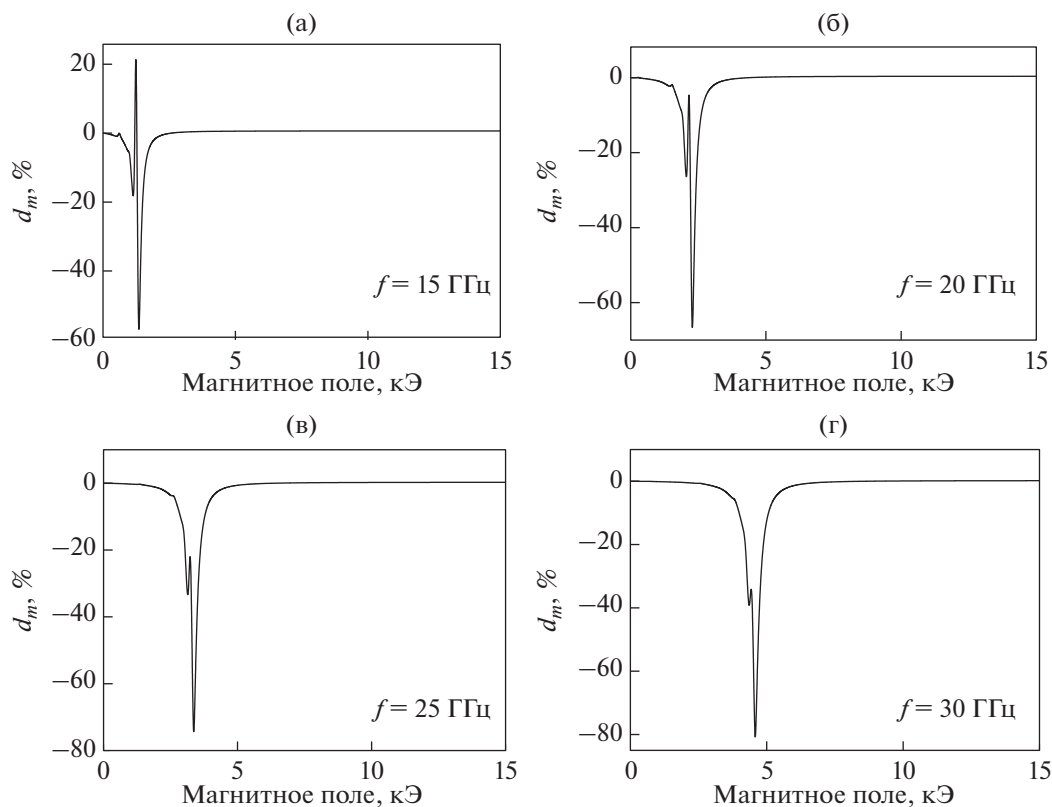


Рис. 29. Рассчитанные зависимости модуля коэффициента прохождения микроволн через ферромагнитную металлическую пластину толщиной 290 нм на различных частотах: $f = 15$ (а); $f = 20$ (б); $f = 25$ (в); $f = 30$ ГГц (г).

Расчеты были выполнены для пластины со следующими параметрами. Эффективная проводимость для исследуемой наноструктуры была определена экспериментально по методу, изложенному в [70] и составила $\sigma = 2 \times 10^7$ С/м. Намагниченность слоев $\text{Fe}_{0.82}\text{Ni}_{0.18}$ принята равной $M_s = 1285$ Гс, исходя из совпадения рассчитанного и экспериментального полей ФМР и с учетом магнитных измерений, постоянная $\alpha = 0.0085$ определена из ширины линии ФМР, обменная постоянная $A = 5 \times 10^{-6}$ эрг/см имеет типичное для сплавов Fe–Ni значение [66]. Толщина металла наноструктуры (толщина пластины) выбрана равной $d = 290$ нм, что близко к толщине исследуемой наноструктуры $(100)\text{MgO}/[\text{Fe}_{0.82}\text{Ni}_{0.18}(1.47)/\text{V}(1.77)]_{25}/\text{Pd}(6)$. Параметры диэлектрической подложки: толщина $d_s = 0.5$ мм, диэлектрическая проницаемость $\epsilon_s = 8.5$. Результаты расчета на нескольких частотах представлены на рис. 29.

Минимум коэффициента прохождения, наиболее сильный и расположенный на каждом графике рис. 29 справа, вызван поглощением микроволн в условиях резонанса однородной моды FMR. Особенности, находящиеся слева от пика FMR, вызваны SWR. Они вызваны интерференцией волн на толщине пластины. Эти изменения

могут, в зависимости от фазовых соотношений, давать особенности как отрицательного, так и положительного знака. Принадлежность особенностей к SWR следует, в частности, из того факта, что они пропадают в расчете при значительном уменьшении констант закрепления спинов. Некоторые результаты расчета имеют сходство с результатами эксперимента. Основное отличие расчета и эксперимента заключается в том, что в расчете особенности, вызванные SWR, присутствуют в широком частотном интервале, а на эксперименте они зафиксированы только вблизи частоты $f = 36$ ГГц. Сопоставление формы резонансных линий в расчете и на эксперименте показано на рис. 30.

Видно, что изложенный метод расчета позволяет правильно воспроизвести форму полевой зависимости коэффициента прохождения. Однако величина резонансных эффектов в расчете превышает наблюдаемую на эксперименте из-за того, что в резонансах участвуют только ферромагнитно упорядоченные слои $\text{Fe}_{0.82}\text{Ni}_{0.18}$, составляющие часть поперечного сечения наноструктуры. Кроме того, в этой модели не учтено закрепление спинов на каждой границе слоев внутри наноструктуры, что приводит к ослаблению резонансных особенностей.

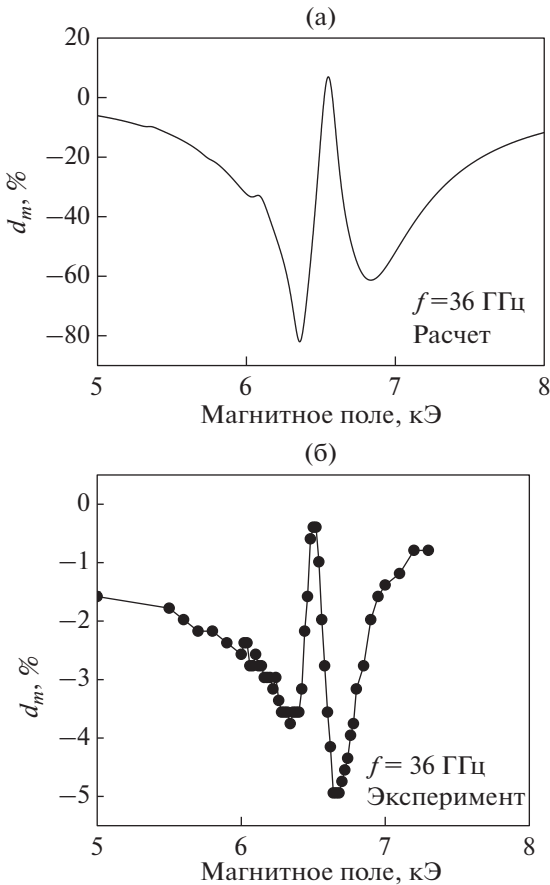


Рис. 30. Рассчитанные (а) и экспериментальные (б) зависимости коэффициента прохождения от магнитного поля на частоте 36 ГГц.

12. МИКРОВОЛНОВОЙ ПОКАЗАТЕЛЬ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Знание микроволнового показателя преломления нужно для расчета отражения и преломления волн на границах сред и для расчета преобразований волн в электронных приборах. В этом разделе будет проведен расчет показателя преломления по известным диэлектрической и магнитной проницаемости, рассмотрены вклады от явлений FMR и μ GMR, а также условия, при которых показатель преломления принимает необычные значения.

Комплексный коэффициент рефракции $n_{\text{eff}} = n' - in''$ можно рассчитать по известным динамическим диэлектрической ϵ_{eff} и магнитной μ_{eff} проницаемости:

$$n_{\text{eff}} = n' - in'' = \sqrt{\epsilon_{\text{eff}} \mu_{\text{eff}}}. \quad (45)$$

Действительная часть коэффициента рефракции n' — это показатель преломления, мнимая часть n'' — коэффициент затухания. Эффективная диэлектрическая проницаемость ϵ_{eff} в нулевом внешнем поле может быть определена по методи-

кам, прилагаемым к современным приборам network analyzer. Она может быть определена экспериментально методом прохождения [70], если без внешнего магнитного поля динамическая магнитная проницаемость близка к единице. В наноструктурах, обладающих GMR, эффективная диэлектрическая проницаемость есть функция магнитного поля. В этом случае определяется сначала ϵ_{eff} в нулевом внешнем поле, а затем строится зависимость $\epsilon_{\text{eff}}(H)$. Этим способом можно воспользоваться в интервале частот, в котором выполняется равенство (17). Динамическую магнитную проницаемость μ_{eff} в нулевом поле можно определить по методикам, прилагаемым к network analyzer. В магнитном поле тензор магнитной проницаемости приобретает недиагональные компоненты. Для нахождения этих компонент, а затем μ_{eff} , можно воспользоваться результатами измерения линии FMR в прохождении микроволн. Из ширины линии делается оценка постоянной α затухания в магнитной системе. Эта оценка не является истинным значением постоянной затухания вещества, которая входит в уравнение Ландау—Лифшица, см. [96, 103–105]. Константу α можно использовать только для аппроксимации полевой зависимости магнитной проницаемости на данной частоте. Как правило, аппроксимация выполняется в приближении лоренцевой формы линии (8). Для выполнения расчетов требуется знать намагниченность насыщения материала ферромагнитных слоев.

Сначала рассчитывают диагональную μ и недиагональную μ_a компоненты тензора, а затем определяют эффективную проницаемость. Например, для случая $H \perp H_0$ для эффективной проницаемости справедлива формула [66]

$$\mu_{\text{eff}} = \mu - \mu_a^2 / \mu. \quad (46)$$

Действительная часть μ_{eff} может быть отрицательна в полях, меньших поля ФМР. Мнимая часть положительна и в поле FMR она имеет максимум.

На рис. 31 приведены зависимости действительной и мнимой частей комплексного коэффициента рефракции n_{eff} от магнитного поля для сверхрешетки $[\text{Co}_{88}\text{Fe}_{12}(1.3)/\text{Cu}(2.05)]_8$ на частоте 38 ГГц [121]. Как видно из рисунка, полевые зависимости n_{eff} имеют резонансный характер, так как резонансный характер имеет полевая зависимость μ_{eff} . Положение резонанса n_{eff} совпадает с резонансом магнитной проницаемости. Можно видеть, что основной вклад в полевую зависимость микроволнового показателя преломления дает FMR. Однако можно выделить вклад, выделенный μ GMR.

В формуле (45) влияние μ GMR осуществляется через ϵ_{eff} . Расчет коэффициента рефракции n_{eff} с учетом эффекта магнитосопротивления показан

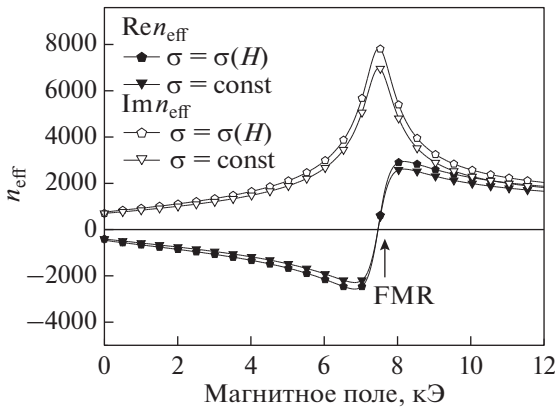


Рис. 31. Зависимости от магнитного поля действительной и мнимой частей коэффициента рефракции для сверхрешетки $[\text{Co}_{88}\text{Fe}_{12}(1.3)/\text{Cu}(2.05)]_8$ на частоте $f = 38$ ГГц.

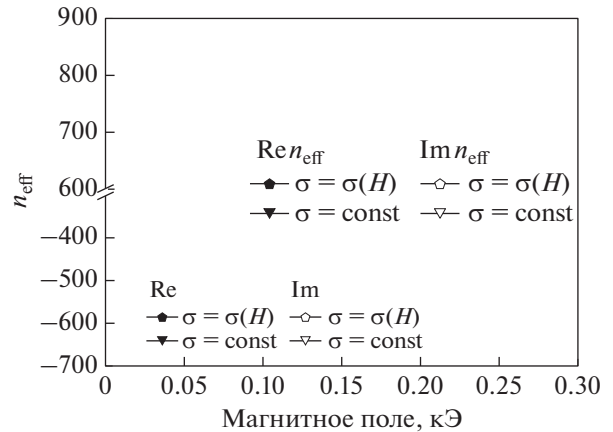


Рис. 32. Зависимости от магнитного поля действительной и мнимой частей коэффициента рефракции для сверхрешетки $[\text{Co}_{88}\text{Fe}_{12}(1.3)/\text{Cu}(2.05)]_8$ в области малых полей.

на зависимостях, обозначенных $\sigma = \sigma(H)$. Для того чтобы выявить вклад, вызванный GMR, был выполнен расчет для случая постоянной проводимости $\sigma = \text{const}$. Принятое значение $\sigma = 3.5 \times 10^6$ См/м соответствует проводимости образца при отсутствии магнитного поля. Как видно из рис. 31, характер зависимостей при $\sigma = \sigma(H)$ и $\sigma = \text{const}$ сходный, но между зависимостями есть различие, которое связано с влиянием GMR на коэффициент рефракции.

Из рис. 31 видно, что действительная часть коэффициента рефракции, то есть показатель преломления n' , в полях, меньших поля ФМР, имеет отрицательный знак, что определяется выполнением неравенства [122]:

$$(\epsilon' + |\epsilon_{\text{eff}}|)(\mu' + |\mu_{\text{eff}}|) < \epsilon''\mu'' \quad (47)$$

Для металлического объекта $|\epsilon_{\text{eff}}| \approx \epsilon''$ и (47) сводится к простому неравенству $\mu' < 0$.

На рис. 32 более подробно показана область полей до 0.3 кЭ, где осуществляется основная часть изменений сопротивления образца. Действительно, в этой области полей различие между зависимостями при $\sigma = \sigma(H)$ и $\sigma = \text{const}$ увеличивается по мере роста магнитного поля.

13. ПРАКТИЧЕСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ МИКРОВОЛНОВЫХ ЭФФЕКТОВ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОСТРУКТУРАХ

Попытки использовать явления GMR и μGMR практически начались сразу же после их открытия. Патент на сенсор магнитного поля с тонкими ферромагнитными слоями, ориентированными антипараллельно, был зарегистрирован первооткрывателем эффекта GMR Грюнбергом в 1990 г. Профессор Грюнберг предсказывал разработку электронных приборов, использующих GMR,

включая спиновые вентили. Впоследствии эти идеи были использованы компанией IBM в жестких дисках. Обзор применения GMR-эффекта в магниторезистивной памяти случайного доступа был сделан в 2000 г. [123]. По мере увеличения тактовой частоты рабочие частоты и полоса компьютерных устройств тоже увеличивались, перейдя в ГГц диапазон.

Возможности применения μGMR -эффекта в микроволновых устройствах осуществлены далеко не полностью. Определенными перспективами для СВЧ-электроники обладает вариант расположения наноструктуры вдоль оси волновода. Расчет волн при отсутствии магнитного поля в такой структуре приведен в [71], а во внешнем магнитном поле – в [72, 73]. На этой основе разработан метод бесконтактного измерения высокочастотного гигантского магнитосопротивления наноструктур [74]. В работе [75] наноструктура с GMR-эффектом, расположенная вдоль оси волновода, рассматривается как базовый элемент микроволновых электронных приборов. На следующей стадии можно ожидать разработки конкретных управляемых устройств: аттенуаторов, фазовращателей.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящем обзоре приведены основные результаты исследований, проведенных примерно с 1991 г. до настоящего времени по теме прохождения микроволн через многослойные металлические наноструктуры. Рассмотрен метод прохождения микроволн, приведены схемы методов измерения прохождения микроволн через наноструктуры, перечислены измеряемые параметры. Дан теоретический анализ метода, рассмотрены предельные случаи, проведено сопоставление методик, применяе-

мых разными группами. Приведены результаты экспериментального исследования прохождения микроволн через металлические наноструктуры различных типов. Проведено сопоставление микроволнового магниторезистивного эффекта μ GMR и GMR.

Рассмотрены разные варианты осуществления методик, такие как микроволновой магниторезистивный эффект в отражении микроволн, микроволновой магниторезистивный эффект при протекании тока поперек плоскости слоев наноструктуры. Проведены расчеты микроволнового магниторезистивного эффекта в широком интервале частот, когда условия предельных случаев не выполняются. Описано совместное проявление ферромагнитного резонанса и микроволнового магниторезистивного эффекта. Сделаны оценки констант межслоевого обмена. Рассмотрено проявление спин-волнового резонанса в прохождении микроволн через наноструктуру. Дано представление о микроволновом показателе преломления и вкладах в него от эффектов μ GMR и FMR.

Можно заключить, что метод прохождения волн стал надежным и информативным методом исследования металлических наноструктур. Однако на сегодняшний день остаются нерешенные проблемы, представляющие существенный интерес. Перспективно расширение класса исследуемых объектов на наноструктуры, содержащие как ферромагнитные металлические, так и проводящие углеродные слои, например, наноструктуры металл/графен. Вызывают интерес наноструктуры ферромагнитный металл/полупроводник, в которых существует возможность управления свойствами электрическим полем. В металлических наноструктурах ожидается расширение диапазона частот на область субмиллиметровых волн. Значительный интерес представляет поиск влияния спин-торк эффекта на микроволновое прохождение и исследование наноструктур типа ферромагнитный металл/тяжелый металл для выяснения роли взаимодействия Дзялошинского-Мория.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (темы “Спин” № АААА-А18-118020290104-2 и “Функция” № АААА-А19-119012990095-0). Разделы 10–12 выполнены при поддержке гранта РФФИ № 17-12-01002.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Baibich M.N., Broto J.M., Fert A., Nguyen Van Dau F., Petroff F., Eitenne P., Creuzet G., Friederich A., Chazelas J. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices // Phys. Rev. Letters. 1988. V. 6. № 21. P. 2472–2475.
2. Binasch G., Grünberg P., Saurenbach F., Zinn W. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. P. 4828–4830.
3. Zabel H., Farle M. (Eds.) Magnetic nanostructures, spin dynamics and spin transport, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg. 2013.
4. Zhang X., Butler W. in Handbook of Spintronics, ed. by Xu Y., Awschalom D.D., Nitta J., Springer. Dordrecht, Heidelberg, New York, London. 2016.
5. Ферт А. Происхождение, развитие и перспективы спинтроники (рус.) // УФН. 2008. Т. 178. № 12. С. 1336–1348.
6. Ultrathin Magnetic Structures / Ed. by B. Heinrich and J. A. C. Bland. Springer, 2005. V. IV. P. 161–163. 257 p.
7. Krebs J.J., Lubitz P., Chaiken A., Prinz G.A. Magnetoresistance origin for nonresonant microwave absorption in antiferromagnetically coupled epitaxial Fe/Cr/Fe(001) sandwiches // J. Appl. Phys. 1991. V. 69. № 8. Pt. II. P. 4795–4797.
8. Kuanr B.K., Kuanr A.V., Grunberg P., Nimitz G. Swept-Frequency FMR on Fe/Cr Trilayer Ultrathin Films – Microwave Giant Magnetoresistance // Physics Letters. 1996. V. 221A. № 3–4. P. 245–252.
9. Ustinov V.V., Rinkevich A.B., Romashev L.N., Minin V.I. Correlation between Microwave Transmission and Giant Magnetoresistance in Fe/Cr Superlattice // JMMM. 1998. V. 177–181. P. 1205–1206.
10. Jackuet J.C., Valet T. Mater. Res. Soc. Symp. Proc. Magnetic Ultrathin Films, Multilayers and Surfaces, USA, San Francisco, (April 1995), Pittsburgh, Pennsylvania. 1995. V. 384. P. 477.
11. Ustinov V.V., Rinkevich A.B., Romashev L.N. Microwave GMR In Magnetic Metallic Multilayers. In “Giant Magnetoresistance: New Research”, ed. by Adrian D. Torres and Daniel A. Perez, ISBN: 978-1-60456-733-5, Nova Science Publisher, 2009. 289 p.
12. Ustinov V.V., Bebenin N.G., Romashev L.N., Minin V.I., Milyaev M.A., Del A.R., Semerikov A.V. Magnetoresistance and magnetization of Fe/Cr (001) superlattices with noncollinear magnetic ordering // Phys. Rev B. 1996–I. V. 54. № 22. P. 19958–19966.
13. Bruno P. Theory of interlayer magnetic coupling // Phys. Rev. B. 1995. V. 52. P. 411–439.
14. Parkin S.S.P., Bhadra R., Roche K.P. Oscillatory magnetic exchange coupling through thin copper layers // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 66. P. 2152.
15. Parkin S.S.P. Systematic variation of the strength and oscillation period of indirect magnetic exchange coupling through the 3d, 4d, and 5d transition metals // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. P. 3598.
16. Parkin S.S.P., Moore N., Roche K.P. Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/Ru, Co/Cr, and Fe/Cr // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. № 19. P. 2304–2307.
17. Kuch W., Marley A.C., Parkin S.S.P. Seeded epitaxy of Co₉₀Fe₁₀/Cu multilayers on MgO(001): Influence of Fe seed layer thickness // J. Applied Physics, 1998. V. 83. № 9. P. 4709–4713.
18. Parkin S.S.P. Magneto-transport in transition metal multilayered structures // A symposium in memory of Allan Mackintosh; Copenhagen (Denmark); 26–29 Au-

- gust 1996; Matematisk-Fysiske Meddelelser; 1997. V. 45. P. 113–132.
19. Yang Y., Zhu J.-G., White R.M., Asheghi M. Field-dependent thermal and electrical transports in Cu/CoFe multilayer // J. Appl. Phys. 2006. V. 99. P. 063703.
 20. Банникова Н.С., Миляев М.А., Наумова Л.И., Проглядо В.В., Криницина Т.П., Каменский И.Ю., Устинов В.В. Гигантское магнитосопротивление сверхрешеток CoFe/Cu с буферным слоем $(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}$ // ФММ. 2015. Т. 116. № 10. С. 1040–1046.
 21. Edwards D.M., Mathon J., Muniz R.B., Phan M.S. Oscillations in the exchange coupling of ferromagnetic layers separated by a nonmagnetic metallic layer // J. Phys. Condens. Matter. 1991. V. 3. № 26. P. 4941–4958.
 22. Bass J., Pratt W.P. Current-perpendicular (CPP) magnetoresistance in magnetic metallic multilayers // JMMM. 1999. V. 200. P. 274–289.
 23. Vedayev A., Chshiev M., Ryzhanova N., Dieny B., Cowache C., Brouers F. A unified theory of CIP and CPP giant magnetoresistance in magnetic sandwiches // JMMM. 1997. V. 172. № 1–2. P. 53–60.
 24. Camley R.E., Barnas J. Theory of giant magnetoresistance effects in magnetic layered structures with anti-ferromagnetic coupling // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63. № 6. P. 664–667.
 25. Levy P.M., Zhang S., Fert A. Electrical conductivity of magnetic multilayered structures // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. № 13. P. 1643–1646.
 26. Camley R.E., Stamps R.L. Magnetic multilayers: spin configurations, excitations and giant magnetoresistance // J. Physics: Condensed Matter. 1993. V. 5. № 23. P. 3727–3786.
 27. Valet T., Fert A. Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers // Phys. Rev. B. 1993. V. 48. № 10. P. 7099–7113.
 28. Ustinov V.V., Kravtsov E.A. A unified semiclassical theory of parallel and perpendicular giant magnetoresistance in metallic superlattices // J. Phys.: Condensed Matter. 1995. V. 7. № 18. P. 3471–3484.
 29. Джойс Б.А., Хекингботтом Р., Менх У. и др. Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры / Под ред. Л. Ченга, К. Плога. Пер. с англ. под ред. Ж.И. Алферова, Ю.В. Шмарцева. М.: Мир, 1989. 582 с.
 30. Gangopadhyay S., Shen J.X., Kief M.T., Barnard J.A., Parker M.R. Giant magnetoresistance in CoFe/Cu multilayers with different buffer layers and substrates // IEEE Trans. Magn. 1995. V. 31. № 6. P. 3933–3935.
 31. Миляев М.А., Наумова Л.И., Устинов В.В. Обменно-связанные сверхрешетки с рекордным магнитосопротивлением // ФММ. 2018. Т. 119. № 12. С. 1224–1228.
 32. Lauter-Pasyuk V., Lauter H.J., Toperverg B., Nikonov O., Kravtsov E., Romashev L., Ustinov V. Magnetic neutron off-specular scattering for the direct determination of the coupling angle in exchange-coupled multilayers // JMMM. 2001. V. 226–230. Part 2. P. 1694–1696.
 33. Lauter-Pasyuk V., Lauter H.J., Toperverg B., Nikonov O., Kravtsov E., Milyaev M., Ustinov V. Magnetic off-specular neutron scattering from Fe/Cr multilayers // Physica B: Condensed Matter. 2000. V. 263. Iss. 1–3. P. 194–198.
 34. Ринкевич А.Б., Перов Д.В., Кузнецов Е.А., Устинов В.В. Спин-волновой резонанс в наноструктуре $(\text{Fe}_{0,82}\text{Ni}_{0,18})/V$ // ЖЭТФ. 2019. Т. 156. Вып. 5(11). С. 989–1002.
 35. Дровосеков А.Б., Жотикова О.В., Крейнес Н.М., Мещеряков В.Ф., Миляев М.А., Ромашев Л.Н., Устинов В.В., Холин Д.И. Неоднородные моды ферромагнитного резонанса в сверхрешетках $[\text{Fe}/\text{Cr}]_n$ с большой величиной биквадратичного обменного взаимодействия // ЖЭТФ. 1999. Т. 116. Вып. 5(11). С. 1817–1833.
 36. Дровосеков А.Б., Крейнес Н.М., Холин Д.И., Мещеряков В.Ф., Миляев М.А., Ромашев Л.Н., Устинов В.В. Ферромагнитный резонанс в многослойных структурах $[\text{Fe}/\text{Cr}]_n$ с неколлинеарным магнитным упорядочением // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 67. С. 690–695.
 37. Демокритов С.О., Дровосеков А.Б., Крейнес Н.М., Нембах Х., Рикарт М., Холин Д.И. Межслойное взаимодействие в системе Fe/Cr/Fe: зависимость от толщины прослойки хрома и температуры // ЖЭТФ. 2002. Т. 122. Вып. 6(12). С. 1233–1246.
 38. Крейнес Н.М. Исследование межслоевого взаимодействия в магнитных многослойных структурах $[\text{Fe}/\text{Cr}]_n$ методом ферромагнитного резонанса // ФНТ. 2002. Т. 28. № 8/9. С. 807–821.
 39. Ринкевич А.Б., Миляев М.А., Ромашев Л.Н. Ферромагнитный резонанс и межслоевое обменное взаимодействие в сверхрешетках $(\text{Fe}/\text{Cr})_n$ // ФММ. 2019. Т. 120. № 3. С. 247–253.
 40. Миляев М.А., Наумова Л.И., Проглядо В.В., Криницина Т.П., Бурханов А.М., Банникова Н.С., Устинов В.В. Гигантские изменения магнитных и магниторезистивных свойств сверхрешеток CoFe/Cu при субнанометровой вариации толщины буферного слоя хрома // ФММ. 2011. Т. 112. № 2. С. 146–154.
 41. Chumak A.V., Vasyuchka V.I., Serga A.A., Hillebrands B. Magnon spintronics // Nat. Phys. 2015. V. 11. P. 453–461.
 42. Divinskiy B., Demidov V.E., Demokritov S.O., Rinkevich A.B., Urazhdin S. Route toward high-speed nano-magnonics provided by pure spin currents // Appl. Phys. Lett. 2016. V. 109. № 25.
 43. Никитов С.А., Калябин Д.В., Лисенков И.В., Славин А.Н., Барабаненков Ю.Н., Осокин С.А., Садовников А.В., Бегинин Е.Н., Морозова М.А., Шараевский Ю.П., Филимонов Ю.А., Хивинцев Ю.В., Высоцкий С.Л., Сахаров В.К., Павлов Е.С. Магноника – новое направление спинтроники и спин-волновой электроники // УФН. 2015. Т. 185. № 10. С. 1099–1128.
 44. Pool Ch. Electron Spin Resonance. Comprehensive Treatise on Experimental Techniques. Interscience Publishers, John Wiley & Sons, New York, 1967 (перевод: Ч. Пул. Техника ЭПР-спектроскопии, “Мир”, 1970. 557 с.)
 45. Kuanr B.K., Kuanr A.V., Grunberg P., Nimitz G. Swept-Frequency FMR on Fe/Cr Trilayer Ultrathin Films –

- Microwave Giant Magnetoresistance // *Physics Letters*. 1996. V. 221A. № 3–4. P. 245–252.
46. *Stankowski J., Stobiecki F., Gorska M.* Application of Magnetically Modulated Microwave Absorption to Study of Giant Magnetoresistance Effect in the Ni–Fe/Cu Multilayer System // *Appl. Magn. Reson.* 2003. V. 24. P. 303–311.
 47. *Boone C.T., Shaw J.M., Nembach H.T., Silva T.J.* Spin-scattering rates in metallic thin films measured by ferromagnetic resonance damping enhanced by spin-pumping // *J. Appl. Phys.* 2015. V. 117. P. 223910.
 48. *Mizukami S., Ando Y., Miyazaki T.* Effect of spin diffusion on Gilbert damping for a very thin permalloy layer in Cu/permalloy/Cu/Pt films // *Phys. Rev. B.* 2002. V. 66. P. 104413.
 49. *Kostylev M.* Waveguide-based ferromagnetic resonance measurements of metallic ferromagnetic films in transmission and reflection // *J. Appl. Phys.* 2013. V. 113. P. 053908 (1–5).
 50. *Sangita S., Kalarickal, Krivosik P., Mingzhong Wu, Patton C.E., Schneider M.L., Kabos P., Silva T.J., Nibarger J.P.* Ferromagnetic resonance linewidth in metallic thin films: Comparison of measurement methods // *J. Appl. Phys.* 2006. V. 99. P. 093909.
 51. *Ramey R.L., Lewis T.S.* Properties of Thin Metal Films at Microwave Frequencies // *J. Appl. Phys.* 1968. V. 39. P. 1747–1751.
 52. *Антонец И.В., Котов Л.Н., Некипелов С.В., Карпушов Е.Н.* Проводящие и отражающие свойства тонких металлических пленок // *Журн. технич. физики*. 2004. Вып. 11. С. 102–106.
 53. *Ринкевич А.Б., Ромашев Л.Н., Устинов В.В.* Высокочастотное магнитосопротивление сверхрешеток Fe/Cr // *ЖЭТФ*. 2000. Т. 117. Вып. 5. С. 960–968.
 54. *Rinkevich A., Nossov A., Ustinov V., Vassiliev V., Petukhov S.* Penetration of the electromagnetic waves through doped lanthanum manganites // *J. Appl. Phys.* 2002. V. 91. № 6. P. 3693–3697.
 55. *Rinkevich A.B., Romashev L.N., Ustinov V.V., Kuznetsov E.A.* High frequency properties of magnetic multilayers. *JMMM*. 2003. V. 254–255C. P. 603–607.
 56. *Rausch T., Szczurek T., Schlesinger M.* High frequency giant magnetoresistance in evaporated Co/Cu multilayers deposited on Si (110) and Si (100) // *J. Appl. Phys.* 1999. V. 85. № 1. P. 314–318.
 57. *Ринкевич А.Б., Ромашев Л.Н.* Бесконтактное измерение микроволнового магнитосопротивления металлических мультислоев, *Радиотехника и электроника* // 1999. Т. 44. № 5. С. 557–560.
 58. *Frait Z., Sturč P., Temst K., Bruynseraede Y., Vavra I.* Microwave and d.c. differential giant magnetoresistance study of iron/chromium superlattices // *Solid State Comm.* 1999. V. 112. P. 569–573.
 59. *Устинов В.В., Ринкевич А.Б., Ромашев Л.Н., Кузнецов Е.А.* Отражение электромагнитных волн от наноструктур Fe/Cr // *Письма в ЖТФ*. 2007. Т. 33. Вып. 18. С. 23–31.
 60. *Daniel E. Endean, James N. Heyman, Stefan Maat, E. Dan Dahlberg.* Quantitative analysis of the giant magnetoresistance effect at microwave frequencies. // *Phys. Rev. B.* 2011. V. 84. P. 212405.
 61. *Кириллова М.М., Лобов И.Д., Маевский В.М., Махнев А.А., Шредер Е.И., Минин В.И., Ромашев Л.Н., Семерилов А.В., Дель А.Р., Устинов В.В.* Оптические, магнитооптические свойства и гигантское магнитосопротивление сверхрешеток Fe/Cr с неколлинеарным упорядочением слоев железа // *ЖЭТФ*. 1996. Т. 109. № 2. С. 477–494.
 62. *Лобов И.Д., Кириллова М.М., Ромашев Л.Н., Миляев М.А., Устинов В.В.* Магниторефрактивный эффект и гигантское магнитосопротивление в сверхрешетках Fe(t_x)/Cr // *ФТТ*. 2009. Т. 51. № 12. С. 2337–2341.
 63. *Устинов В.В., Сухоруков Ю.П., Миляев М.А., Грановский А.Б., Юрасов А.Н., Ганьшина Е.А., Телегин А.В.* Магнитопроектирование и магнитоотражение в многослойных наноструктурах Fe/Cr // *ЖЭТФ*. 2009. Т. 135. Вып. 2. С. 293–300.
 64. *Lobov I.D., Kirillova M.M., Makhnev A.A., Romashev L.N., Ustinov V.V.* Parameters of Fe/Cr interfacial electron scattering from infrared magnetoreflection // *Phys. Rev. B.* 2010. V. 81. № 13. P. 134436 (6).
 65. *Ринкевич А.Б., Перов Д.В., Васильковский В.О., Лепаловский В.Н.* Закономерности проникновения электромагнитных волн через металлические магнитные пленки // *ЖТФ*. 2009. Т. 79. Вып. 9. С. 96–106.
 66. *Гуревич А.Г., Мелков Г.А.* Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994. 464 с.
 67. *Ustinov V.V.* High frequency impedance of magnetic superlattices showing giant magnetoresistance // *JMMM*. 1997. V. 165. № 1–3. P. 125–127.
 68. *Семенов Н.А.* Техническая электродинамика. М.: Связь, 1972. 480 с.
 69. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Издательство академии наук СССР, 1957. 504 с.
 70. *Rinkevich A.B., Samoilovich M.I., Klescheva S.M., Perov D.V., Burkhanov A.M., Kuznetsov E.A.* Millimeter-Wave Properties and Structure of Gradient Co–Ir Films Deposited on Opal Matrix // *IEEE Trans. on Nanotechnology*. 2014. V. 13. № 1. P. 3–9.
 71. *Ринкевич А.Б., Ромашев Л.Н., Кузнецов Е.А.* Электромагнитные волны в прямоугольном волноводе с металлической наноструктурой, *Радиотехника и электроника* // 2004. Т. 49. № 1. С. 48–53.
 72. *Устинов В.В., Ринкевич А.Б., Ромашев Л.Н.* Взаимодействие электромагнитных волн с мультислойными наноструктурами железо/хром. *ЖТФ* // 2005. Т. 75. Вып. 4. С. 96–102.
 73. *Устинов В.В., Ринкевич А.Б., Ромашев Л.Н., Перов Д.В.* Гигантское магнитосопротивление сверхрешеток железо/хром на сверхвысоких частотах, *ЖТФ* // 2004. Т. 74. № 5. С. 94–100.
 74. *Ринкевич А.Б., Ромашев Л.Н., Кузнецов Е.А.* Измерение высокочастотного гигантского магнитосопротивления наноструктур в режиме бегущих волн. *Радиотехника и электроника* // 2006. Т. 51. № 1. С. 93–99.
 75. *Rinkevich A.B., Romashev L.N., Ustinov V.V., Kuznetsov E.A.* Rectangular Waveguide With Metallic Nanostructure Driven by Magnetic Field // *Int. J. Infrared Millimeter Waves*. 2007. V. 28. P. 567–578.
 76. *Rinkevich A.B., Milyaev M.A., Romashev L.N., Perov D.V.* Microwave Giant Magnetoresistance Effect in Metal-

- lic Nanostructures // Physics of Metals and Metallography. 2018. V. 119. Iss. 13. P. 1297–1300.
77. Устинов В.В., Ринкевич А.Б., Ромашев Л.Н., Миляев М.А., Бурханов А.М., Сидун Н.Н., Кузнецов Е.А. Проникновение электромагнитных волн сквозь мультислойные и кластерно-слоистые наноструктуры Fe/Cr // ФММ. 2005. Т. 99. № 5. С. 44–55.
 78. Ustinov V.V., Romashev L.N., Milyaev M.A., Korolev A.V., Krinitsina T.P., Burkhanov A.M. Kondo-like effect in the resistivity of superparamagnetic cluster-layered Fe/Cr nanostructures // JMMM. 2006. V. 300. P. 148–152.
 79. Ринкевич А.Б., Устинов В.В., Ромашев Л.Н., Миляев М.А., Сидун Н.Н., Кузнецов Е.А. Высококачественные свойства сверхрешеток Fe/Cr с тонкими слоями Cr на волнах миллиметрового диапазона // ЖТФ. 2013. Т. 83. № 7. С. 146–152.
 80. Устинов В.В., Ринкевич А.Б., Ромашев Л.Н., Бурханов А.М., Кузнецов Е.А. Гигантский магниторезистивный эффект в мультислоях Fe/Cr в широком интервале частот // ФММ. 2003. Т. 96. № 3. С. 52–58.
 81. Belozorov D.P., Derkach V.N., Nedukh S.V., Ravlik A.G., Roschenko S.T., Shipkova I.G., Tarapov S.I., Yildiz F. High-frequency magnetoresistance and magnetoimpedance in Co/Cu multilayers with variable interlayer thickness // Int. J. Infrared and Millimeter Waves. 2001. V. 22. № 11. P. 1669–1682.
 82. Parkin S.S.P. Magneto-transport in transition metal multilayered structures // A symposium in memory of Allan Mackintosh; Copenhagen (Denmark), 26–29 August 1996, Matematisk-Fysiske Meddelelser. 1997. V. 45. P. 113–132.
 83. Ринкевич А.Б., Пахомов Я.А., Кузнецов Е.А., Клепикова А.С., Миляев М.А., Наумова Л.И., Устинов В.В. Микроволновой гигантский магниторезистивный эффект в сверхрешетках $[\text{CoFe/Cu}]_n$ с рекордным магнитосопротивлением // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45. Вып. 5. С. 42–44.
 84. Hjörvarsson B., Dura J.A., Isberg P., Watanabe T., Udovic T.J., Andersson G., Majkrzak C.F. Reversible tuning of the magnetic exchange coupling in Fe/V(001) superlattices using hydrogen // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. № 5. P. 901–904.
 85. Laberge D., Sutter C., Zabel H., Hjörvarsson B. Hydrogen induced changes of the interlayer coupling in $\text{Fe}_{(3)}/\text{V}_{(3)}$ superlattices ($x = 11–16$) // JMMM. 1999. V. 192. P. 238–246.
 86. Rinkevich A.B., Perov D.V., Kuznetsov E.A., Milyaev M.A., Romashev L.N., Ustinov V.V. Microwave Penetration through $(\text{Fe}_{0.82}\text{Ni}_{0.18})/\text{V}$ Superlattices // JMMM. 2020. V. 493. P. 165700.
 87. Грановский А.Б., Козлов А.А., Багмут Т.В., Недух С.В., Тарапов С.И., Clerc Jean-Pierre. Микроволновое спин-зависимое туннелирование в наноконпозициях // ФТТ. 2005. Т. 47. № 4. С. 713–715.
 88. Rinkevich A., Romashev L., Milyaev M., Kuznetsov E., Angelakeris M., Pouloupoulos P. Electromagnetic waves penetration and magnetic properties of AgPt/Co nanostructures // JMMM. 2007. V. 317. № 1–2. P. 15–19.
 89. Устинов В.В., Ринкевич А.Б., Ромашев Л.Н., Кузнецов Е.А. Гигантский магниторезистивный эффект и магнитный резонанс в отражении электромагнитных волн от наноструктур Fe–Cr // ЖТФ. 2009. Т. 79. № 8. С. 71–76.
 90. Ustinov V.V., Rinkevich A.B., Romashev L.N. Microwave Magnetoresistance of Fe/Cr Multilayers in Current-Perpendicular-to-Plane Geometry // J. Magn. Soc. Japan. 1999. V. 23. № 1–2. P. 114–116.
 91. Ustinov V.V., Rinkevich A.B., Romashev L.N. Microwave Magnetoresistance of Fe/Cr Multilayers in Current-Perpendicular-to-Plane Geometry // JMMM. 1999. V. 198–199. № 6. P. 82–84.
 92. Устинов В.В., Ринкевич А.Б., Ромашев Л.Н., Ангелакерис М., Воуртцис Н. Микроволновое магнитосопротивление сверхрешеток Fe/Cr при протекании тока перпендикулярно плоскости слоев // ФММ. 2002. Т. 93. № 5. С. 31–38.
 93. Альтман Дж. Устройства СВЧ. М.: Мир, 1968. 487 с.
 94. Перов Д.В., Ринкевич А.Б. Частотная зависимость микроволнового гигантского магниторезистивного эффекта в магнитных металлических наноструктурах // ФММ. 2019. Т. 120. № 4. С. 360–365.
 95. Farle M. Ferromagnetic resonance of ultrathin metallic layers // Rep. Prog. Phys. 1998. V. 61. № 7. P. 755–826.
 96. Lenz K., Wende H., Kuch W., Baberschke K., Nagy K., Jánosy A. Two-magnon scattering and viscous Gilbert damping in ultrathin ferromagnets // Phys. Rev. B. 2006. V. 73. P. 144424 (1–6).
 97. Neudecker I., Woltersdorf G., Heinrich B., Okuno T., Gubbiotti G., Back C.H. Comparison of frequency, field, and time domain ferromagnetic resonance methods // JMMM. 2006. V. 307. P. 148–156.
 98. Demokritov S.O., Drovosekov A.B., Kholin D.I., Kreines N.M., Nembach H., Rickart M. Temperature dependence of interlayer coupling in Fe/Cr/Fe wedge samples: static and dynamic studies // JMMM. 2004. V. 272–276. P. e963–e965.
 99. Bebenin N.G., Kobelev A.V., Tankeyev A.P., Ustinov V.V. Magnetic resonance frequencies in multilayers with biquadratic exchange and non-collinear magnetic ordering // JMMM. 1997. V. 165. № 1–3. P. 468–470.
 100. Бебенин Н.Г., Кобелев А.В., Танкеев А.П., Устинов В.В. Частоты ФМР в мультислойных структурах с неколлинеарным магнитным упорядочением // ФММ. 1996. Т. 82. № 4. С. 39–47.
 101. Дровосеков А.Б., Холин Д.И., Крейнс Н.М., Мещеряков В.Ф., Миляев М.А., Ромашев Л.Н., Устинов В.В. Неоднородные ФМР моды в сверхрешетках $[\text{Fe/Cr}]_n$ с сильным биквадратичным обменом // ФММ. 2001. Т. 91. С. S38–41.
 102. Коган Е.М., Туров Е.А., Устинов В.В. Импеданс прохождения ферромагнитной металлической пленки // ФММ. 1982. Т. 53. № 2. С. 223–229.
 103. Urban R., Heinrich B., Woltersdorf G., Ajdari K., Myrtle K., Cochran J.F., Rozenberg E. Nanosecond magnetic relaxation processes in ultrathin metallic films prepared by MBE // Phys. Rev. B. 2001. V. 65. № 5. P. 020402–4.
 104. Urban R., Woltersdorf G., Heinrich B. Gilbert Damping in Single and Multilayer Ultrathin Films: Role of Interfaces in Nonlocal Spin Dynamics // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. № 21. P. 217204–4.

105. *Arias R., Mills D.I.* Extrinsic contributions to the ferromagnetic resonance response of ultrathin films // *Phys. Rev. B.* 1999. V. 60. № 10. P. 7395–7409.
106. *Seavey M.H., Tannewald P.E.* Direct Observation of Spin-Wave Resonance // *Phys. Rev. Lett.* 1958. V. 1. № 5. P. 168–169.
107. *Исхаков Р.С., Столяр С.В., Чижик М.В., Чеканова Л.А.* Спин-волновой резонанс в многослойных пленках (одномерных магнетонных кристаллах). Правила идентификации // *Письма в ЖЭТФ.* 2011. Т. 94. № 4. С. 325–329.
108. *Важенина И.Г., Исхаков Р.С., Чеканова Л.А.* Спин-волновой резонанс в химически осажденных Fe–Ni пленках: измерения спин-волновой жесткости и константы поверхностной анизотропии // *ФТТ.* 2018. Т. 60. Вып. 2. С. 287–293.
109. *Hamadeh A., d’Allivy Kelly O., Hahn C., Meley H., Bernard R., Molpeceres A.H., Naletov V.V., Viret M., Anane A., Cros V., Demokritov S.O., Prieto J.L., Muñoz M., de Loubens G., Klein O.* Full Control of the Spin-Wave Damping in a Magnetic Insulator Using Spin-Orbit Torque // *PRL.* 2014. V. 113(19). P. 197203(1–5).
110. *Divinsky B., Demidov V.E., Urazhdin S., Freeman R., Rinkevich A.B., Demokritov S.O.* Excitation and Amplification of Spin Waves by Spin-Orbit Torque // *Advanced Mater.* 2018. V. 30. № 33. P. 1802837.
111. *Patton C.E.* Classical theory of spin-wave dispersion for ferromagnetic metals // *Czech J. Phys.* 1976. V. B26. № 8. P. 925–935.
112. *Kalinikos B.A., Slavin A.N.* Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions // *J. Phys. C.* 1986. V. 19. P. 7013–7033.
113. *Игнатченко В.А., Исхаков Р.С.* Дисперсионное соотношение и спин-волновая спектроскопия аморфных ферромагнетиков // *ЖЭТФ.* 1978. Т. 75. № 4(10). С. 1438–1443.
114. *Бибенин Н.Г., Устинов В.В.* Спиновые волны в сверхрешетках с биквадратичным обменом // *ФММ.* 1997. Т. 84. № 2. С. 29–36.
115. *Бибенин Н.Г., Устинов В.В.* Частоты спиновых волн в сверхрешетке с биквадратичным обменом в магнитном поле // *ФММ.* 2000. Т. 89. № 3. С. 19–23.
116. *De Wames R.E., Wolfram T.* Spin-Wave Resonance in Conducting Films: Parallel Resonance // *Jap. J. Appl. Phys.* 1974. V. 13. № 1. P. 68–78.
117. *Ament W.S., Rado G.T.* Electromagnetic Effects of Spin Wave Resonances in Ferromagnetic Metals // *Phys. Rev.* 1955. V. 97. № 6. P. 1558–1566.
118. *Каганов М.И., Юй Лу.* Влияние граничного условия для магнитного момента на спин-волновой резонанс в металле // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1961. Т. 25. № 11. С. 1375–1378.
119. *Rinkevich A.B., Perov D.V., Vaskovsky V.O.* Types of magnetic resonances in electromagnetic wave penetration through thin magnetic films // *Phys. Scr.* 2011. V. 83. P. 015705(13).
120. *Perov D.V., Rinkevich A.B., Demokritov S.O.* Eigenmodes in thin ferromagnetic film under ferromagnetic resonance and spin-wave resonance conditions at different spin pinning // *Phys. Scr.* 2016. V. 91. P. 025802(14).
121. *Ринкевич А.Б., Перов Д.В., Кузнецов Е.А., Миляев М.А.* Вызванные гигантским магниторезистивным эффектом изменения микроволнового коэффициента преломления // *Доклады академии наук.* 2019. Т. 487. № 6. С. 622–625.
122. *Boardman A.D., King N., Velasco L.* Negative Refraction in Perspective // *Electromagnetics.* 2005. V. 25. P. 365–389.
123. *Daughton J.* Magnetoresistive Random Access Memory (MRAM) // <https://www.nve.com/Downloads/mram.pdf/> Copyright © 2/4/2000.