

ГИГАНТСКОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ ЛАТЕРАЛЬНО-СТРУКТУРИРОВАННЫХ СВЕРХРЕШЕТОК НА СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

*А. Б. Ринкевич**, *М. А. Миляев*, *Е. А. Кузнецов*, *Д. В. Перов*, *А. Ю. Павлова*,
В. В. Устинов

*Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук
620108, Екатеринбург, Россия*

Поступила в редакцию 21 декабря 2025 г.,
после переработки 5 апреля 2026 г.
Принята к публикации 6 апреля 2026 г.

Методом магнетронного напыления приготовлены сверхрешетки (CoFeNi)/Cu, на основе которых методами микролитографии созданы латерально-структурированные наноструктуры, представляющие собой систему многослойных микрополос шириной 3 мкм и с расстоянием между микрополосами 3 мкм. Выполнено исследование прохождения и отражения микроволн с частотами от 26 до 38 ГГц через латерально-структурированные сверхрешетки (CoFeNi)/Cu, помещенные в прямоугольный волновод. Исследован микроволновой гигантский магниторезистивный эффект при двух вариантах расположения микрополос по отношению к большей стороне волновода. Установлено, что при расположении полосок поперек большей стороны микроволновый гигантский магниторезистивный эффект почти равен эффекту в исходном планарном образце. Величина микроволнового гигантского магниторезистивного эффекта в прохождении микроволн в 1.5 раза превышает эффект гигантского магнитосопротивления, измеренный на постоянном токе. В случае расположения микрополос вдоль большей стороны волновода зависимость от магнитного поля практически отсутствует.

Ключевые слова: сверхрешетки, латеральные структуры, гигантский магниторезистивный эффект, микроволны, коэффициенты отражения и прохождения

DOI: 10.31857/S0044451026050055

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время быстро развивается спинтроника — область науки и техники, занимающаяся изучением электронных устройств, в которых для получения, обработки и передачи информации используется спин электрона [1]. Магноника для передачи и обработки сигналов использует спиновые волны — магноны [2]. В работах [3, 4] определены основные направления развития этих областей. Объектами спинтроники и магноники часто являются тонкие металлические пленки и наноструктуры. Важными привлекательными качествами этих объектов являются малое затухание спиновых волн, например, в пленках пермаллоя, и эффект гигантско-

го магнитосопротивления (giant magnetoresistance, GMR) в многослойных наноструктурах. В этих объектах наблюдаются необычные явления в области высоких частот, в частности, на микроволнах. В [5] обсуждается невзаимность спиновых волн в системе из пленки пермаллоя с нанесенной периодической структурой микрополос из никеля. Теоретический анализ волн в системе проводящих элементов, заключенных между двумя анизотропными диэлектрическими плоскими слоями, выполнен в [6]. Следует отметить, что для металлических систем с резкими изменениями геометрических размеров, например, с наличием профилированной поверхности, существуют ограничения в применении приближения Леонтовича для электромагнитных полей на границе диэлектрик–металл [7]. Теория магнитостатической связи между тонкопленочными элементами прямоугольной формы развита в [8]. Поглощение

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

микроволн в системе, содержащей наноразмерные полоски из пермаллоя шириной 300 нм, рассмотрено в [9]. Соотношение длины и ширины полосок влияет на магнитную анизотропию, на поле и ширину линии ферромагнитного резонанса (ФМР). Магнитная анизотропия полосок пермаллоя, осажденных в магнитном поле, исследована с помощью сканирующего спектрометра ФМР [10]. Дополнительный вклад в ширину линии ФМР, возникающий по механизму двухмагнотного рассеяния в пленках с шероховатой или профилированной поверхностью, теоретически исследован в [11].

Взаимно-однозначная корреляция между зависимостью от магнитного поля коэффициента прохождения микроволн и относительным магнитосопротивлением была установлена в [12] для сверхрешеток Fe/Cr. Подобная корреляция была найдена в многослойных наноструктурах Co/Cu [13]. В [14] корреляция была подтверждена для наноструктур «спиновый клапан», содержащих как ферромагнитно-, так и антиферромагнитно-упорядоченные слои. Микроволновый гигантский магниторезистивный эффект (μ GMR) был экспериментально обнаружен в волне, отраженной от металлической сверхрешетки [15]. Эффект в отражении имеет противоположный знак по сравнению с прохождением волны. Величина эффекта в отражении волны намного меньше, чем эффекта в прохождении. На возможность значительно, до 10 раз, увеличить μ GMR в отражении, используя резонансные свойства диэлектрической подложки, указано в [16]. Методика наблюдения высокочастотного μ GMR в геометрии «ток перпендикулярен плоскости слоев» предложена в [17].

Ферромагнитный резонанс считается одним из наиболее эффективных методов исследования пленок и наноструктур. Исследование межслоевого взаимодействия в магнитных многослойных структурах $(\text{Fe/Cr})_n$ этим методом проведено в [18]. Теория ФМР, спин-волнового резонанса (СВР) и ферромагнитного антирезонанса последовательно изложена в [19]. Роль интерфейсов многослойных наноструктур в затухании в магнитной системе рассмотрена в [20]. Явления μ GMR, ФМР и СВР в наноструктурах $(\text{CoFe})/\text{Cu}$ изучены в [21]. Установлено, что изменения коэффициента прохождения превышают относительное магнитосопротивление, что отличает данную систему от ранее изученных наноструктур. СВР в пленках Fe-Ni исследован в [22]. Измерены константы спин-волновой жесткости и поверхностной анизотропии. Микроволновое поглощение в многослойной структуре $(\text{NiFe})/\text{Cu}$ изучено в [23].

Выбор материала слоев ферромагнетика и немагнитного слоя — спейсера — имеет определяющее значение для магнитных и магниторезистивных свойств наноструктуры или сверхрешетки. В частности, толщина спейсера сильно влияет на максимальное магнитосопротивление. Для применения в сенсорах магнитного поля важно, чтобы материал ферромагнитного слоя имел линейный участок магниторезистивной характеристики и малый магнитный гистерезис. Этими качествами обладают слои состава Co-Fe-Ni при правильном выборе концентрации компонентов [24]. Для получения максимального магнитосопротивления существенным считается выбор буферного слоя между диэлектрической подложкой и ферромагнитным слоем [25, 26]. В [27] было показано, что использование спейсера из сплава CuIn позволяет значительно увеличить магнитосопротивление сверхрешеток, в которых содержатся ферромагнитные слои состава Co-Fe-Ni. Микроволновый гигантский магниторезистивный эффект был исследован в $(\text{CoFeNi})/\text{Cu}$ как с плоской, так и с профилированной поверхностью [28]. На частотах 26–38 ГГц измерено микроволновое магнитосопротивление образцов с профилированной и непрофилированной поверхностями. Установлено, что наименьший эффективный поверхностный импеданс у непрофилированного образца, а самый большой — у профилированного образца при направлении микроволнового электрического поля перпендикулярно направлению полосок.

В настоящей статье будут представлены результаты исследования сверхрешеток $(\text{CoFeNi})/\text{Cu}$, из которых технологией микролитографии и травлением приготовлена структура микрополос, показанная на рис. 1 а. Приняты следующие обозначения слоев: F — ферромагнитный слой, S — спейсер, B — буферный слой, C — верхний слой («крышка»). Слои нанесены на диэлектрическую подложку (substrate). Травлением убраны металлические слои от крышки до подложки, так что оставшаяся металлическая часть образца представляет собой систему микрополос, каждая из которых сохранила структуру исходной сверхрешетки. Такую сверхрешетку с литографией назовем образцом 1-го типа. Ширина полосок составляет 3 мкм, ширина протравленных участков между слоями также равна 3 мкм. Для сравнения на рис. 1 б показана сверхрешетка с профилированной поверхностью; это образец 2-го типа. В образце 2-го типа существует электрический контакт между любыми участками металлических слоев. Микроволновые и магниторезистивные свойства образца 2-го ти-

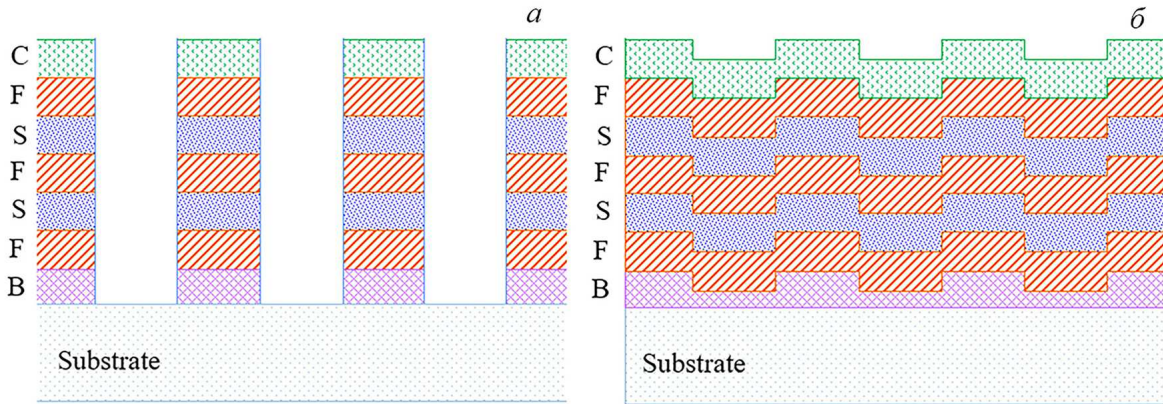


Рис. 1. Схематическое изображение двух типов микролитографии образцов наноструктур: образец 1-го типа (а); образец 2-го типа (б)

па детально изучены в [28], а в этой работе они будут использоваться только для сравнения. Здесь будут измерены зависимости от магнитного поля коэффициентов прохождения и отражения, т. е. зависимости μGMR , на частотах от 26 до 38 ГГц в образцах 1-го типа.

Исследуемые образцы металлических наноструктур с профилированной поверхностью представляют собой объекты магноники, отличающиеся от типичных в этой области присутствием эффекта GMR. Изучение эффекта μGMR и его анизотропии при различных конфигурациях микроволновых полей и постоянного магнитного поля составляет основную цель работы.

Для обозначения образцов 1-го типа, полученных с использованием микролитографии, для краткости будет использоваться определение «с литографией», соответственно исходные планарные сверхрешетки будут определяться как образцы «без литографии». В образцах с литографией измерения будут проведены при ориентации вектора микроволнового электрического поля как вдоль, так и поперек полосок. Будет проведено сравнение μGMR с эффектом GMR, измеренным на постоянном токе.

2. ПРИГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ СВЕРХРЕШЕТОК С МИКРОЛИТОГРАФИЕЙ

Образцы сверхрешеток (CoFeNi)/Cu получены на установке MPS 4000 C6 фирмы Ulvac методом магнетронного напыления. Сверхрешетки напылялись на подложки, в качестве которых использованы пластины Al_2O_3 (R-плоскость). Напыление проведено при комнатной температуре, мощности магнетронов 100 Вт, давлении аргона 0.1 Па

и давлении остаточных газов в камере напыления $(3-6) \cdot 10^{-7}$ Па. Скорости напыления ферромагнитных слоев и буфера находились в диапазоне 2.8–3.1 нм/мин, а спейсера из сплава на основе Cu — 6.5 нм/мин. Калибровка скорости осуществлялась оптическим профилометром Zygo NewView 7300.

Сверхрешетка состава $\text{Al}_2\text{O}_3/[\text{Ta}(3)/\text{PyCr}(3)]_2/[\text{Co}_{77}\text{Fe}_{17}\text{Ni}_6(1.5)/\text{Cu}(1.95)]_7/\text{Co}_{77}\text{Fe}_{17}\text{Ni}_6(1.5)/\text{Ta}(5)$ была использована для формирования образца 1-го типа. В формуле многослойного образца в скобках указаны номинальные толщины слоев в нанометрах, рассчитанные из скорости и времени напыления каждого материала. Числа у квадратных скобок указывают на число пар слоев. В состав буферного слоя входит сплав пермаллой–хром состава $(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}$, который обозначен как PyCr. Образец 1-го типа сформирован с использованием методом лазерной микролитографии. На поверхность многослойной структуры на центрифуге Sawatec SM-180-BT был нанесен слой фоторезиста ФП9120 1. Засветка резиста проведена на установке безмасковой лазерной литографии DWL66+ (Heidelberg Instruments). Проявка осуществлялась в буферном проявителе УПФ-1Б, разведенном деионизованной водой в соотношении 1:5. Травление выполнено реактивным ионным травлением в потоке аргона 50 нл/мин, при давлении 20 мТорр и мощности 150 Вт. Снятие резиста проведено в подогретом диметилформамиде с последующей промывкой образца деионизованной водой. В результате на площади $20 \times 20 \text{ мм}^2$ сформирован массив полосок длиной 20 мм, номинальной шириной 3 мкм и расстоянием между полосками 3 мкм.

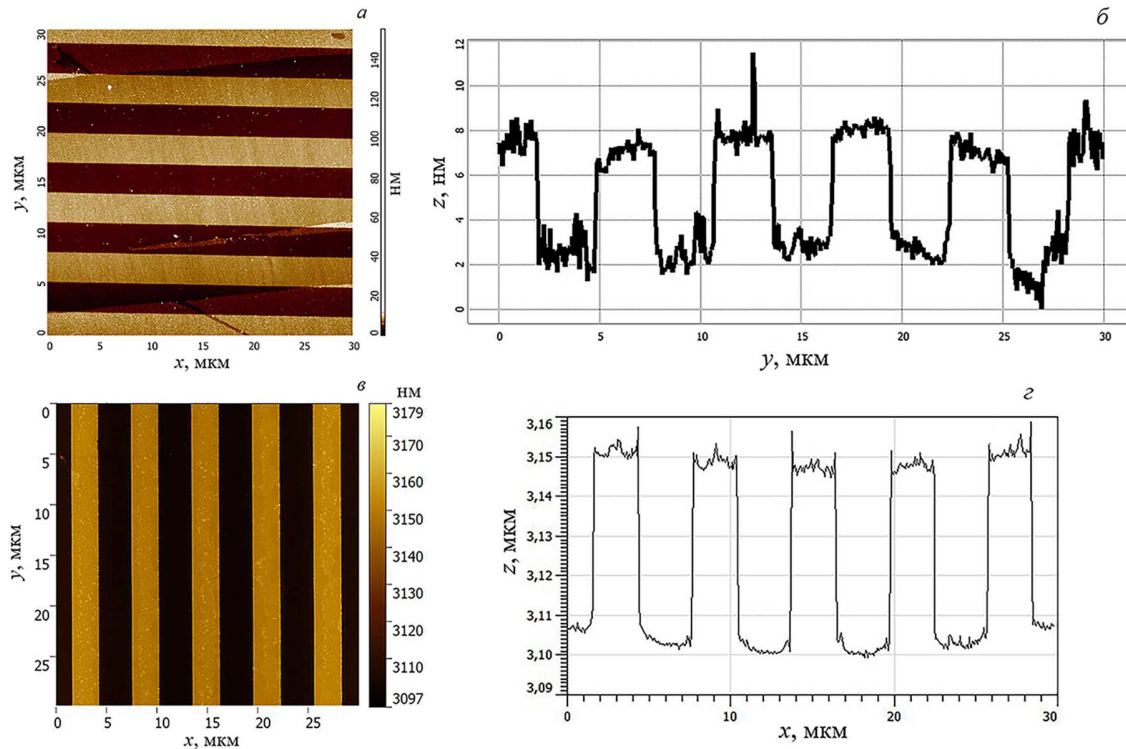


Рис. 2. Изображения поверхности и профиля поверхности образцов: а, б — образец 2-го типа; в, г — образец 1-го типа; а, в — вид сверху; б, г — профиль

Для приготовления образца 2-го типа была выбрана сверхрешетка $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ta}(20)/[\text{Ta}(3)/\text{PyCr}(3)]_2/[\text{Co}_{77}\text{Fe}_{17}\text{Ni}_6(1.5)/\text{Cu}(2.1)]_7/\text{Co}_{77}\text{Fe}_{17}\text{Ni}_6(1.5)/\text{Ta}(5)$. Образец с периодически модулированным рельефом сформирован в два этапа. На первом этапе на подложку размерами $30 \times 30 \text{ мм}^2$ был напылен слой Ta толщиной $t_{\text{Ta}} = 20 \text{ нм}$. Дальнейшие операции, начиная с нанесения фоторезиста, аналогичны образцу 1-го типа, но с меньшей длительностью травления.

Различие в технологии приготовления образцов 1-го и 2-го типа состоит в следующем: в образце 1-го типа нет дополнительного буферного слоя Ta (20 нм), проведена одна операция литографии вместо двух, протравливание осуществлено на полную толщину металла многослойной структуры. В образце 1-го типа указана толщина слоев спейсера 1.95 нм, в образце 2-го типа — толщина 2.1 нм. Разница в толщинах спейсеров обусловлена калибровкой и выбором толщины спейсера для получения максимального магнитосопротивления. Часть поверхности образцов оставлена плоской, без литографии. Эти части поверхности использованы для приготовления образцов для измерений намагниченности, магнитосопротивления и микроволновых

измерений с целью последующего сравнения с образцами с микролитографией.

На атомно-силовом микроскопе Solver Next (NT-MDT) в полуконтактном режиме получены изображения профиля многослойных образцов с рельефом. Был применен кремниевый кантилевер HA-NC (NT-MDT) с радиусом закругления зонда менее 10 нм, резонансной частотой 235 кГц и силовой константой 12 Н/м. Измерения профиля осуществлялись в виброзащитном шкафу при температуре 20°C и относительной влажности около 25 %.

Результаты измерений профиля показаны на рис. 2. Для образца 1-го типа номинальная толщина многослойной структуры составляет около 43 нм. Исследование показало, что амплитуда изменения высоты ступенек составляет 45–50 нм, что указывает на полное удаление проводящих слоев между сформированными полосками. Для образца 2-го типа номинальная глубина канавок, рассчитанная по скорости напыления, составила 7.5 нм. Исследование профиля поверхности многослойной структуры, сформированной на слое Ta с рельефной поверхностью, показало, что амплитуда изменения высоты ступенек составляет 5–6 нм. Результаты

атомно-силовой микроскопии показали, что в образцах сформирована четкая структура полосок. Для образцов 1-го типа осуществлено травление всех металлических слоев, а для образцов 2-го типа глубина рельефа меньше суммарной толщины металла.

3. МАГНИТНЫЕ И МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЕ СВОЙСТВА ОБРАЗЦОВ

Электросопротивление образцов измерено на постоянном токе четырехконтактным способом для участков как с литографией, так и без литографии. Полевые зависимости магнитосопротивления $r = [\hat{R}(H) - \hat{R}(0)]/\hat{R}(0)$ показаны на рис 3. Здесь $\hat{R}(H)$ — сопротивление образца в магнитном поле H . Для образца 1-го типа приведены результаты для

участка без литографии и с литографией при протекании тока вдоль сформированных полосок. Для образца 2-го типа представлены результаты измерений для трех вариантов: без литографии и с литографией при протекании тока вдоль и поперек полосок. Насыщение полевой зависимости магнитосопротивления осуществляется в полях около 200 Э для образцов 1-го типа и в полях около 150 Э для образцов 2-го типа. Максимальная величина магнитосопротивления r достаточно велика, она составляет 19–21 % для образцов 1 типа и около 20 % для образцов 2-го типа.

На рис. 3а приведены зависимости магнитосопротивления для непрофилированного образца и для профилированного образца 1-го типа при ориентации тока вдоль полосок. Максимальное магнитосопротивление профилированного образца получилось меньше. Возможно, что применение литографии и травления вносит дефекты, царапины, что увеличивает сопротивление. На рис. 3б приведены зависимости магнитосопротивления для непрофилированного образца и для профилированного образца 2-го типа при ориентации тока как вдоль, так и поперек полосок. В этом случае глубина травления намного меньше, и травление лишь незначительно повлияло на величину магнитосопротивления и вид полевой зависимости. Во всех вариантах был обнаружен только незначительный гистерезис в магнитосопротивлении. Измерение петель магнитного гистерезиса позволило получить значение намагниченности насыщения $M = 176$ ед. СГСМ/г, см. рис. 4.

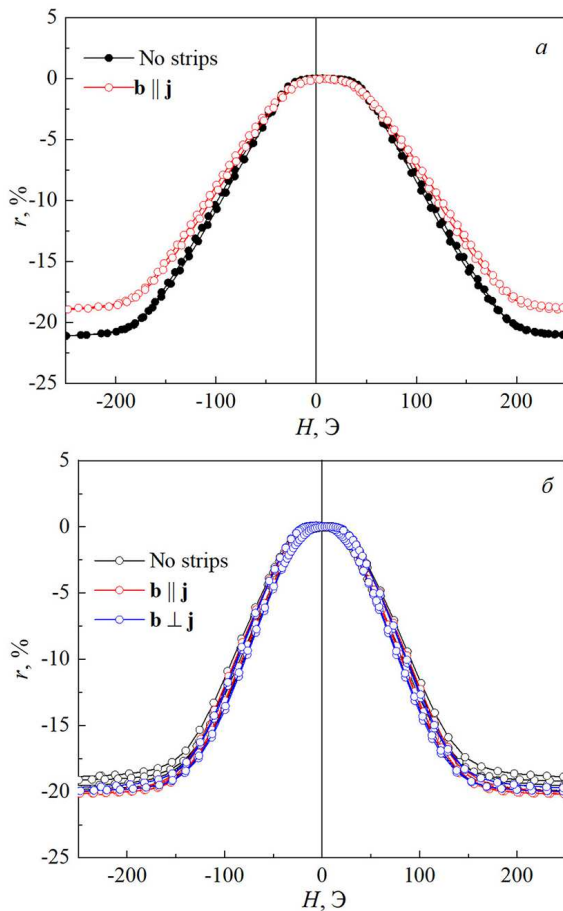


Рис. 3. Зависимости относительного магнитосопротивления образцов от магнитного поля: образец 1-го типа (а); образец 2-го типа (б). Единичный вектор \mathbf{b} лежит в плоскости металлической полоски и направлен вдоль ее длины, \mathbf{j} — вектор плотности тока

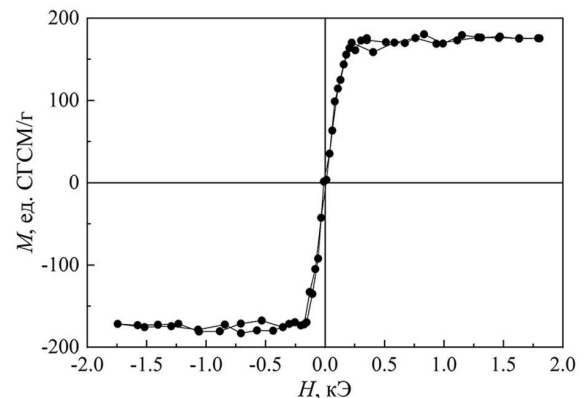


Рис. 4. Петля магнитного гистерезиса для образца сверхрешеточной наноструктуры $\text{Al}_2\text{O}_3/[\text{Ta}(3)/\text{PyCr}(3)]_2/[\text{Co}_{77}\text{Fe}_{17}\text{Ni}_6(1.5)/\text{Cu}(1.95)]_7/\text{Co}_{77}\text{Fe}_{17}\text{Ni}_6(1.5)/\text{Ta}(5)$, из которого впоследствии были приготовлены образцы 1-го типа

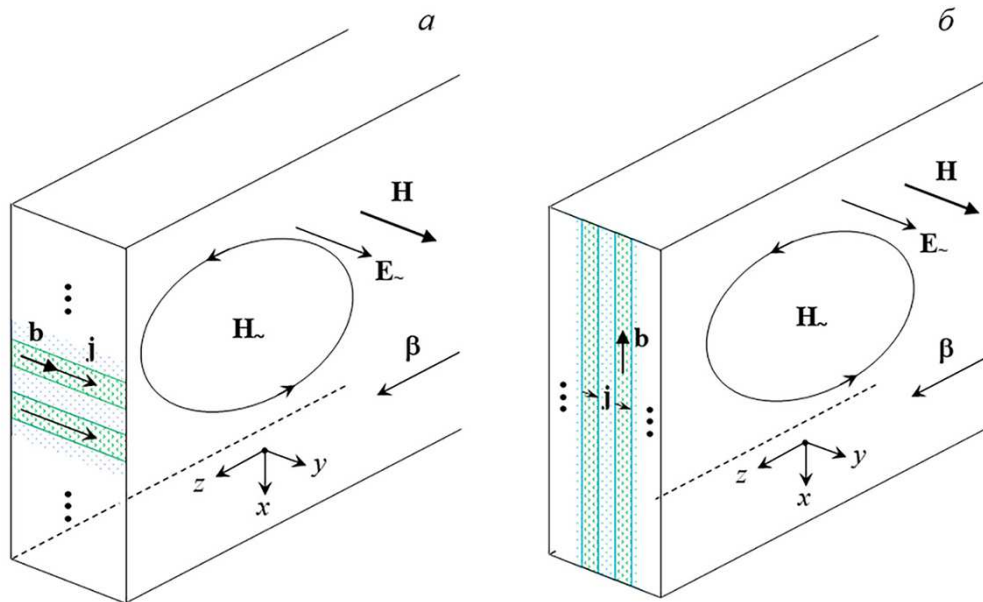


Рис. 5. Два варианта расположения полосок в образцах с литографией: поперек большей стороны волновода, когда $\mathbf{b} \parallel \mathbf{E}_{\sim}$ (а); вдоль большей стороны волновода, когда $\mathbf{b} \perp \mathbf{E}_{\sim}$ (б). На рисунках β — волновой вектор

4. РЕЗУЛЬТАТЫ МИКРОВОЛНОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Для выполнения микроволновых измерений образец помещался в прямоугольный волновод, полностью перекрывая его сечение. Использовался диапазон частот от 26 до 38 ГГц. Микроволновый сигнал с выхода генератора скалярного анализатора цепей возбуждает в волноводе электромагнитную моду TE_{10} . Варианты расположения образца при микроволновых измерениях схематично показаны на рис 5. Волна падает на образец, частично отражается от него, а частично проходит через образец. Амплитуды прошедшей и отраженной волн измеряются анализатором цепей. Измерения проводятся в магнитном поле до 1 кЭ, в котором осуществляется полное магнитное насыщение образцов. Измеряются модули коэффициентов прохождения T и отражения R и их зависимости от магнитного поля. На приведенных ниже графиках отложены относительные изменения модулей коэффициентов прохождения и отражения, которые определяются следующим образом:

$$t_m = \frac{|T(H)| - |T(0)|}{|T(0)|}, \quad r_m = \frac{|R(H)| - |R(0)|}{|R(0)|},$$

где $|T(H)|$ и $|R(H)|$ — соответственно модули коэффициентов прохождения и отражения в магнитном поле H . Более подробно методика измерений описана в [28, 29].

Для образцов с литографией использовались два варианта расположения образца в волноводе, показанные на рис. 5. В варианте рис. 5 а полоски расположены вдоль направления вектора электрического поля \mathbf{E}_{\sim} моды TE_{10} , которая может распространяться в волноводе. Вдоль полосок бегут токи с плотностью \mathbf{j} , которые перпендикулярны как большей стороне волновода, так и плоскости, в которой лежат векторы магнитного поля волны \mathbf{H}_{\sim} . Введем единичный вектор \mathbf{b} , параллельный полоскам. В варианте рис. 5 а выполняется соотношение $\mathbf{b} \parallel \mathbf{E}_{\sim}$. В варианте рис. 5 б реализуется ориентация полосок вдоль большей стенки волновода, когда $\mathbf{b} \perp \mathbf{E}_{\sim}$. Протекание токов по поверхности образца в последнем случае сильно затруднено. При выполнении микроволновых экспериментов есть возможность осуществить две взаимные ориентации векторов магнитных полей: $\mathbf{H} \perp \mathbf{H}_{\sim}$ (показано на рис. 5) и $\mathbf{H} \parallel \mathbf{H}_{\sim}$. Далее рассмотрим результаты измерений.

На рис. 6 показаны относительные изменения коэффициента прохождения микроволн через образцы 1-го типа в зависимости от напряженности магнитного поля. Эти изменения вызваны микроволновым магнитосопротивлением [12, 28]. Проведем сравнение изменения модуля коэффициента прохождения для образцов 1-го типа без полосок, а также с полосками как поперек, так и вдоль большей стороны волновода, см. рис. 6 а. Видно, что форма зависимости и величина изменений для вариантов без литогра-

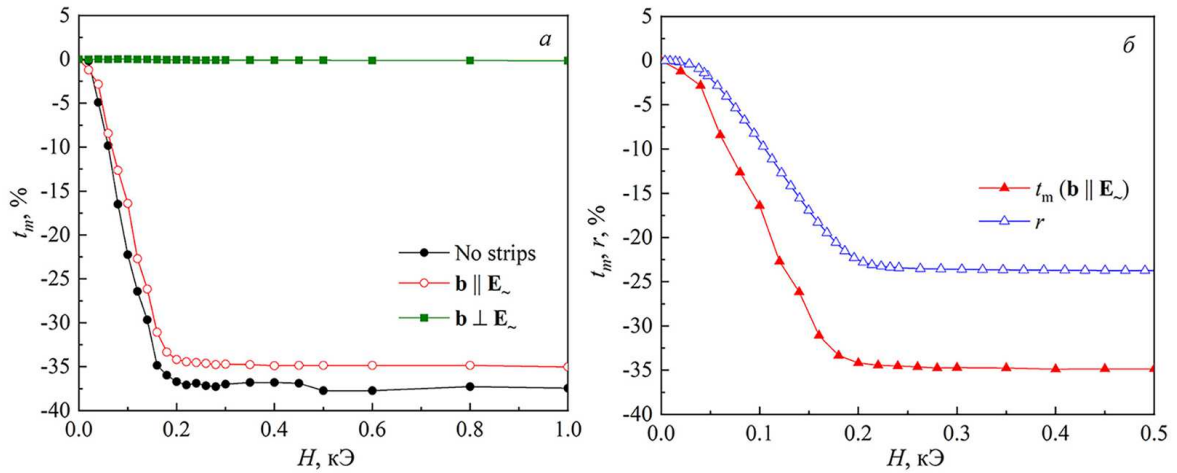


Рис. 6. Микроволновое магнитосопротивление образцов 1-го типа: сравнение изменения модуля коэффициента прохождения для образцов без полосок, а также с полосками при $\mathbf{b} \parallel \mathbf{E}_\sim$ и $\mathbf{b} \perp \mathbf{E}_\sim$ (а); сравнение изменений модуля коэффициента прохождения t_m при $\mathbf{b} \parallel \mathbf{E}_\sim$ и гигантского магнитосопротивления r , измеренного на постоянном токе (б). Микроволновые измерения выполнены при $f = 29$ ГГц в конфигурации $\mathbf{H} \perp \mathbf{H}_\sim$

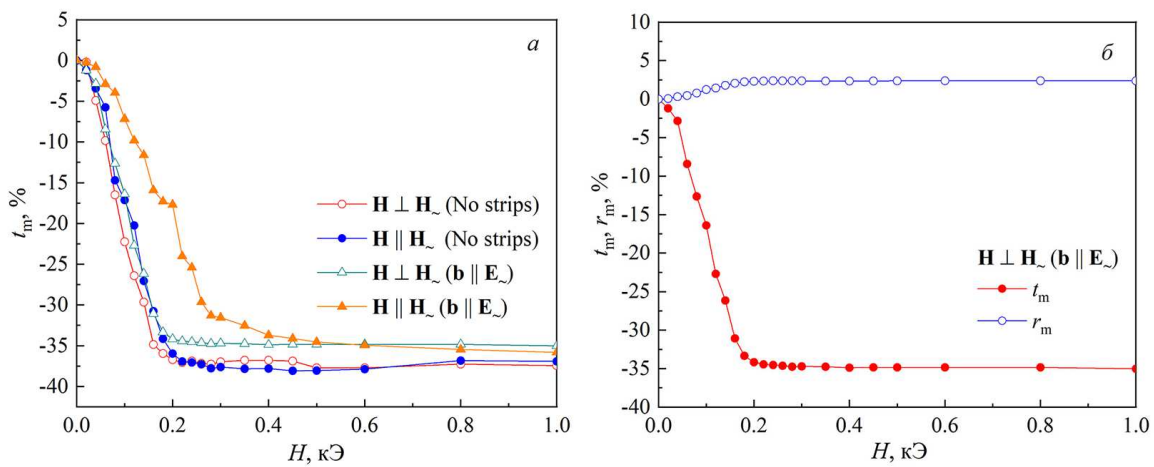


Рис. 7. Сравнение микроволнового магнитосопротивления образцов 1-го типа: коэффициент прохождения t_m для образцов без полосок, а также с полосками поперек большей стороны волновода ($\mathbf{b} \parallel \mathbf{E}_\sim$) при $\mathbf{H} \perp \mathbf{H}_\sim$ и $\mathbf{H} \parallel \mathbf{H}_\sim$ (а); коэффициенты прохождения t_m и отражения r_m для образца с полосками при $\mathbf{b} \parallel \mathbf{E}_\sim$ и $\mathbf{H} \perp \mathbf{H}_\sim$ (б). Микроволновые измерения выполнены при $f = 29$ ГГц

фии и с полосками поперек большей стенки волновода близки друг к другу. Для образца с полосками вдоль большей стороны волновода микроволновых изменений практически нет. Измерения на рис. 6 а проведены в конфигурации $\mathbf{H} \perp \mathbf{H}_\sim$. На рис. 6 б проведено сравнение изменений модуля коэффициента прохождения и GMR в том же образце, измеренного на постоянном токе. Измерения проведены для образца 1-го типа с полосками поперек большей стороны волновода. Из этого рисунка видно, что тип зависимостей GMR и μ GMR один и тот же. Приблизительно равны и поля насыщения этих зависимо-

стей. Однако величина микроволновых изменений примерно в 1.5 раза больше. Подобное различие ранее наблюдалось для сверхрешеток (CoFe)/Cu [21]. Во всех вариантах измерений не было зафиксировано сколько-нибудь значительного гистерезиса в изменениях микроволновых коэффициентов. Поэтому на графиках показаны только изменения при $H > 0$.

На рис. 7 а проводится сравнение микроволнового магнитосопротивления образцов 1-го типа. Зависимости коэффициента прохождения для образцов без литографии при $\mathbf{H} \perp \mathbf{H}_\sim$ и $\mathbf{H} \parallel \mathbf{H}_\sim$ оказались практически идентичными, что согласуется с

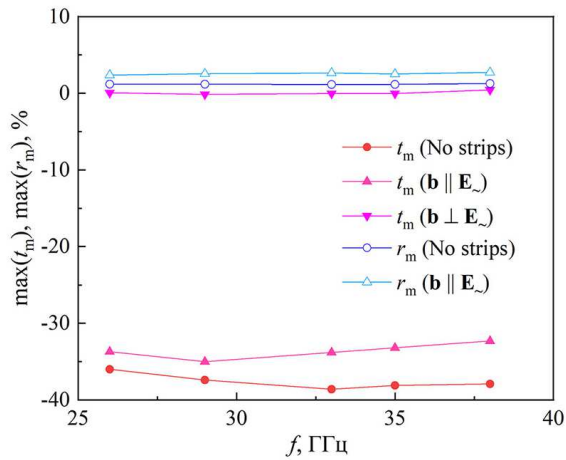


Рис. 8. Частотные зависимости максимальных изменений коэффициентов прохождения и отражения при $\mathbf{H} \perp \mathbf{H}_{\sim}$, измеренных в поле $H = 1$ кЭ для образцов 1-го типа без полосок, а также с полосками при $\mathbf{b} \parallel \mathbf{E}_{\sim}$ и $\mathbf{b} \perp \mathbf{E}_{\sim}$

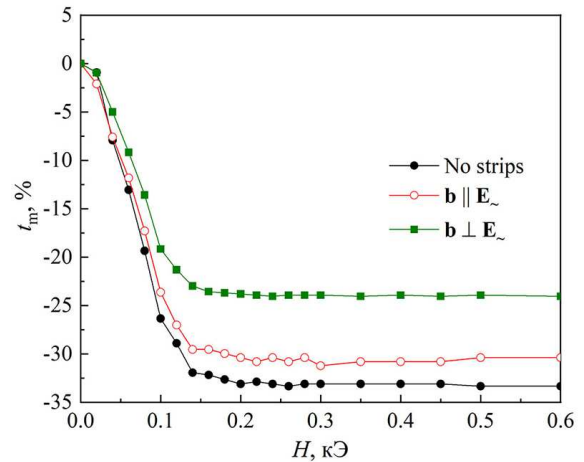


Рис. 9. Микроволновые магнитосопротивления образцов 2-го типа без полосок, а также с полосками при $\mathbf{b} \parallel \mathbf{E}_{\sim}$ и $\mathbf{b} \perp \mathbf{E}_{\sim}$, измеренные в конфигурации $\mathbf{H} \perp \mathbf{H}_{\sim}$ при $f = 29$ ГГц

результатами работ [12, 28]. При достаточно больших значениях магнитного поля зависимости $t_m(H)$ для образцов с полосками при $\mathbf{b} \parallel \mathbf{E}_{\sim}$ также почти одинаковы при $\mathbf{H} \perp \mathbf{H}_{\sim}$ и $\mathbf{H} \parallel \mathbf{H}_{\sim}$. Зависимости от напряженности магнитного поля коэффициентов прохождения и отражения для образца с полосками поперек большей стороны волновода при $\mathbf{H} \perp \mathbf{H}_{\sim}$ показаны на рис. 7б. Они имеют разный знак, и величина микроволновых изменений коэффициента прохождения намного больше, чем коэффициента отражения, в соответствии с [16].

На рис. 8 показаны частотные зависимости максимальных изменений коэффициентов прохождения и отражения, измеренных в поле $H = 1$ кЭ для образцов 1-го типа без полосок, а также с полосками как поперек, так и вдоль большей стороны волновода. Во всех случаях зафиксирована лишь слабая частотная зависимость микроволновых изменений, сопоставимая с погрешностью измерений. Эти результаты согласуются с [28]. Для образца 1-го типа с полосками вдоль большей стороны волновода ни в одном варианте сколько-нибудь значительных изменений в магнитном поле не наблюдалось. Для сравнения на рис. 9 показаны изменения коэффициента прохождения образца 2-го типа при $\mathbf{H} \perp \mathbf{H}_{\sim}$ для образца без литографии, с полосками вдоль и поперек большей стороны волновода. В отличие от образца 1-го типа, здесь наблюдаются значительные изменения коэффициента прохождения для образца с полосками вдоль большей стороны волновода.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

В этом разделе следует обсудить основные результаты, полученные из микроволновых измерений и измерений магнитосопротивления. Нужно сопоставить полевые зависимости коэффициента прохождения для образцов с полосками и без литографии; провести сопоставление GMR и μ GMR; обсудить сопоставление прохождения при $\mathbf{H} \perp \mathbf{H}_{\sim}$ и $\mathbf{H} \parallel \mathbf{H}_{\sim}$. Кроме этого, нужно сравнить эффект μ GMR и его частотную зависимость при прохождении и отражении для образцов с литографией; провести сопоставление результатов микроволновых измерений для образцов 1-го и 2-го типа.

Сначала проведем сопоставление полевых зависимостей коэффициента прохождения для образцов с полосками и без литографии. Для понимания результатов нужно рассмотреть структуру волны TE_{10} в прямоугольном волноводе. Компоненты микроволновых полей в пустом волноводе можно записать следующим образом [30]:

$$\begin{aligned} H_z &= H_0 \cos(\xi x) e^{i(\omega t - \beta z)}, \\ H_x &= \frac{i\beta}{\xi} H_0 \sin(\xi x) e^{i(\omega t - \beta z)}, \\ E_y &= \frac{kZ_w}{i\xi} H_0 \sin(\xi x) e^{i(\omega t - \beta z)}, \end{aligned} \tag{1}$$

где H_0 — амплитуда магнитного поля волны, a — длина большей стороны прямоугольного волновода, фазовая постоянная волны $\beta = \sqrt{k^2 - \xi^2}$, $\xi = \pi/a$ — поперечное волновое число, k и Z_w — соответственно волновое число и волновое сопротивление, которые

соответствуют неограниченной в пространстве среде, заполняющей волновод. Ось волновода и направление распространения волны вдоль оси z , большая сторона волновода лежит вдоль оси x , малая вдоль оси y . Электрическое поле волны имеет одну компоненту вдоль оси y . В идеальном проводнике поверхностный ток [30]

$$\mathbf{j} = \mathbf{H}_\tau \times \mathbf{n},$$

здесь \mathbf{n} — единичный вектор нормали к поверхности металла, \mathbf{H}_τ — тангенциальная компонента магнитного поля, образующаяся в результате сложения векторов падающей и отраженной волн на поверхности. Компонента тока j_z обусловлена компонентой H_x магнитного поля, а j_x — компонентой H_z [31].

В работах [32, 33] рассмотрена дифракция плоских волн, нормально падающих на бесконечную решетку из параллельных идеально проводящих и бесконечно тонких металлических лент, расположенных в плоскости $z = 0$. Если падающая волна поляризована вдоль полос, то комплексная амплитуда ее электрического поля может быть записана, как $E_x^0 = e^{-ikz}$. Полное дифракционное поле выражается в виде разложения по плоским дифракционным волнам, распространяющимся под углом φ_n к оси z :

$$E_x = \begin{cases} e^{-ikz} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n e^{ik(y \sin \varphi_n + z \cos \varphi_n)}, & z < 0, \\ \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n e^{ik(y \sin \varphi_n - z \cos \varphi_n)}, & z > 0. \end{cases} \quad (2)$$

Область $z > 0$ соответствует участку до решетки, и поле здесь представляет собой суперпозицию падающей и дифрагированных волн. Область $z < 0$ соответствует пространству после решетки. В формулах (2) A_n и B_n — комплексные коэффициенты, а углы φ_n определяются соотношениями

$$\sin \varphi_n = \frac{n}{2q}, \quad \cos \varphi_n = \sqrt{1 - \left(\frac{n}{2q}\right)^2}, \quad q = \frac{kd}{2\pi} = \frac{d}{\lambda}. \quad (3)$$

В формулах (2), (3) n — порядок дифракционной волны, q — безразмерный параметр, d — период структуры, равный суммарной ширине металлической ленты и промежутка между лентами, $\lambda = 2\pi/k$ — длина волны. В нашем случае $q \ll 1$. Если падающая волна имеет поляризацию магнитного поля вдоль оси x , $H_x^0 = e^{-ikz}$, то полное поле дифракции запишется следующим образом:

$$H_x = \begin{cases} e^{-ikz} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n e^{ik(y \sin \varphi_n + z \cos \varphi_n)}, & z < 0, \\ - \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n e^{ik(y \sin \varphi_n - z \cos \varphi_n)}, & z > 0. \end{cases} \quad (4)$$

Для волн с поляризацией электрического поля вдоль оси x (т. е. вдоль полосок) коэффициент отражения равен A_0 , а коэффициент прохождения — B_0 . Для волн с направлением магнитного поля вдоль оси x коэффициент отражения есть B_0 , а коэффициент прохождения — A_0 . В [32] даны предельные оценки для коэффициентов при $q \ll 1$:

$$\lim_{q \rightarrow 0} A_0 = -1, \quad \lim_{q \rightarrow 0} B_0 = 0.$$

Таким образом, решетка из параллельных проводящих лент при $q \ll 1$ почти полностью отражает волну с направлением электрического поля вдоль полосок ($\mathbf{b} \parallel \mathbf{E}_\sim$) и пропускает волну с направлением электрического поля поперек полосок ($\mathbf{b} \perp \mathbf{E}_\sim$).

Описанный выше пример дифракции на решетке должен быть модифицирован для случая распространения волны в волноводе. Помимо замены в формулах (2)–(4) волнового числа k на β , необходимо учесть, что в этом случае существование дифракционных волн с $|n| > 0$ на расстояниях, больших нескольких длин волн, невозможно, так как на больших расстояниях от неоднородности должна остаться только одна распространяющаяся вдоль оси волновода мода TE_{10} , и в суммах (1) и (2) остается только по одному слагаемому, соответствующему прошедшей и отраженной волнам с $n = 0$. Хотя случай дифракции плоской волны не в полной мере соответствует условиям эксперимента в волноводе, основные выводы тем не менее сохраняются. Известно, что если металлические полоски расположены вдоль большей стенки волновода, то они в гораздо меньшей степени возмущают СВЧ-поле волны TE_{10} , чем полоски, ориентированные поперек большей стенки [31]. Поэтому величина микроволновых изменений в магнитном поле для образцов, полоски в которых ориентированы вдоль большой стенки волновода, значительно меньше, что реализуется в эксперименте, результаты которого показаны на рис. 6 а.

Равенство численных значений входного и поверхностного импедансов полупространства металла осуществляется в случае, когда можно ввести граничное условие Леонтовича [30]. Это можно сделать не во всех точках поверхности профилированных образцов. Для образцов 2-го типа со сплошными металлическими слоями можно ввести эффективный поверхностный импеданс, что было сделано

в работе [28]. Там было показано, что его численное значение будет наименьшим для непрофилированной поверхности, а максимальным для случая расположения полосок поперек вектора электрического поля волны, т. е. вдоль большей стороны волновода.

Проведенное на рис. 7 а сопоставление прохождения при вариантах расположения векторов $\mathbf{H} \perp \mathbf{H}_{\sim}$ и $\mathbf{H} \parallel \mathbf{H}_{\sim}$ показало, что изменения коэффициента прохождения при μGMR в этих вариантах равны друг другу, что типично для μGMR [12]. Новым в данной работе является факт, что это равенство выполняется не только для сверхрешеток с гладкой плоской поверхностью, но и для образцов с литографией. В образцах с литографией наблюдался эффект μGMR в отраженной волне. Он имеет знак, противоположный знаку t_m , в соответствии с тем, что для обменно-связанных сверхрешеток электросопротивление в магнитном поле уменьшается и поэтому коэффициент отражения должен увеличиваться. В соответствии с работой [16] величина эффекта в отражении намного меньше, чем в прохождении. Рисунок 8 показывает, что частотная зависимость μGMR слабая как для прошедших волн, так и для отраженных. В этой работе подтверждена эта характеристика явления μGMR для сверхрешеток с литографией, состоящих из отдельных полосок.

На рис. 9 показаны зависимости от магнитного поля коэффициента прохождения волн на частоте $f = 29$ ГГц для образца 2-го типа без полосок, а также с полосками поперек и вдоль большей стороны волновода. Эти данные аналогичны приведенным в [28]. Напомним, что образец 2-го типа с модулированным рельефом приготовлен с травлением буферного слоя, см. рис. 1 б. В этом образце сохраняются проводимости слоев и всей сверхрешетки как вдоль, так и поперек полосок травления. Как видно на рис. 9, эффект μGMR в образце 2-го типа наблюдается во всех трех случаях: для полосок вдоль и поперек большей стороны волновода, а также для образца без литографии. Наблюдается анизотропия μGMR , величина эффекта для образца с полосками вдоль большей стороны волновода минимальная. Эта анизотропия очень сильно проявляется для образцов 1-го типа. Для них μGMR практически отсутствует для образца с полосками вдоль большей стороны.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из сверхрешеток (CoFeNi)/Cu литографическими методами приготовлены латерально-

структурированные наноструктуры, представляющие собой систему многослойных микрополос («сверхрешетки с литографией»). Травлением в образцах получена система микрополосок шириной 3 мкм с расстоянием между ними 3 мкм. Травление выполнено таким образом, что металл в промежутках между полосками убран полностью. В образцах для СВЧ-измерений полоски расположены двумя способами — вдоль большей стороны прямоугольного волновода, в котором выполнены измерения, и поперек него. В интервале частот от 26 до 38 ГГц выполнены измерения коэффициентов прохождения и отражения микроволн и их зависимости от напряженности постоянного магнитного поля. Установлено, что для случая расположения полосок поперек большей стороны волновода эффект μGMR в прошедшей волне близок к эффекту в образце без литографии. В образце с полосками вдоль большей стороны волновода эффект μGMR практически отсутствует.

Установлено, что для сверхрешеток с литографией эффект μGMR в пределах точности измерений одинаков в конфигурациях расположения векторов $\mathbf{H} \perp \mathbf{H}_{\sim}$ и $\mathbf{H} \parallel \mathbf{H}_{\sim}$. В образце с полосками поперек большей стороны волновода наблюдался эффект μGMR в отраженной волне. Этот эффект имеет противоположный знак по сравнению с эффектом в прошедшей волне и значительно меньше по величине. Оказалось, что частотная зависимость μGMR в прохождении и отражении волн слабая в образцах как с литографией, так и без литографии. Проведено сравнение μGMR с эффектом GMR, измеренным на постоянном токе. Установлено, что эффект μGMR примерно в 1.5 раза больше GMR, что согласуется с данными, опубликованными ранее [28].

В целом в данной работе изучен эффект μGMR в двух типах металлических наноструктур с профилированной поверхностью, т. е. объектах магноники, обладающих очень большим магниторезистивным эффектом. Получены фактические данные об анизотропии микроволнового гигантского магниторезистивного эффекта, вызванной наличием направлений, выделенных полосками, полученными микролитографией. Результаты работы могут иметь практическое значение, так как наноструктуры с гигантским магниторезистивным эффектом находят применение в устройствах считывания информации.

Финансирование. Разделы 2 и 3 выполнены при поддержке Российского научного фонда (проект № 24-12-20022) и Правительства Свердловской области, разделы 4 и 5 — в рамках государственно-

го задания Министерства науки и высшего образования РФ для ИФМ УрО РАН.

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Вклад авторов. Вклад авторов равноценен.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Fert, Phys. Usp. **51**, 1336 (2008) [А. Ферг, УФН **178**, 1336 (2008)].
2. V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov, and D. Grundler, J. Phys. D **43**, 264001 (2010).
3. S. A. Nikitov, D. V. Kalyabin, I. V. Lisenkov, A. N. Slavin, Yu. N. Barabanenkov, S. A. Osokin, A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, M. A. Morozova, Yu. P. Sharaevsky, Yu. A. Filimonov, Yu. V. Khivintsev, S. L. Vysotsky, V. K. Sakharov, and E. S. Pavlov, Phys. Usp. **58**, 1002 (2015) [С. А. Никитов, Д. В. Калябин, И. В. Лисенков, А. Н. Славин, Ю. Н. Барабаненков, С. А. Осокин, А. В. Садовников, Е. Н. Бегинин, М. А. Морозова, Ю. П. Шараевский, Ю. А. Филимонов, Ю. В. Хивинцев, С. Л. Высоккий, В. К. Сахаров, Е. С. Павлов, УФН **185**, 1099 (2015)].
4. B. Divinskiy, V. E. Demidov, S. O. Demokritov, A. B. Rinkevich, and S. Urazhdin, Appl. Phys. Lett. **109**, 252401 (2016).
5. M. Mruczkiewicz, P. Graczyk, P. Lupo, A. Adeyeye, G. Gubbiotti, and M. Krawczyk, Phys. Rev. B **10**, 104411 (2017).
6. A. L. P. de Siqueira Campos, Int. J. Infrared Millim. Terahertz Waves **29**, 684 (2008).
7. V. I. Alshits and V. N. Lyubimov, Phys. Usp. **52**, 815 (2009) [В. И. Альшиц, В. Н. Любимов, УФН **179**, 865 (2009)].
8. E. Y. Tsymbal, Appl. Phys. Lett. **77**, 2740 (2000).
9. L. M. Malkinski, M. Yu, A. Y. Vovk, D. J. Scherer II, L. Spinu, W. Zhou, S. Whittenburg, and Z. Davis, J. Appl. Phys. **101**, 09J110 (2007).
10. B. A. Belyaev, N. M. Boev, G. V. Skomorokhov, P. N. Solovyev, A. V. Lukyanenko, A. A. Gorchakovskiy, I. V. Podshivalov, and A. V. Izotov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **165**, 700 (2024) [Б. А. Беляев, Н. М. Боев, Г. В. Скоморохов, П. Н. Соловьев, А. В. Лукьяненко, А. А. Горчаковский, И. В. Подшивалов, А. В. Изотов, ЖЭТФ **165**, 700 (2024)].
11. R. Arias and D. I. Mills, Phys. Rev. B **60**, 7395 (1999).
12. V. V. Ustinov, A. B. Rinkevich, L. N. Romashev, and V. I. Minin, J. Magn. Magn. Mater. **177–181**, 1205 (1998).
13. T. Rausch, T. Szczurek, and M. Schlesinger, J. Appl. Phys. **85**, 314 (1999).
14. D. E. Endean, J. N. Heyman, S. Maat, and E. Dan Dahlberg, Phys. Rev. B **84**, 212405 (2011).
15. Z. Frait, P. Sturč, K. Temst, Y. Bruynseraede, and I. Vavra, Solid State Comm. **112**, 569 (1999).
16. A. B. Rinkevich, D. V. Perov, E. A. Kuznetsov, O. V. Nemytova, M. A. Milyaev, and V. V. Ustinov, Appl. Phys. Lett. **120**, 233502 (2022).
17. V. V. Ustinov, A. B. Rinkevich, and L. N. Romashev, J. Magn. Magn. Mater. **198–199**, 82 (1999).
18. N. M. Kreines, Low Temp. Phys. **28**, 581 (2002) [Н. М. Крейнес, ФНТ **28**, 807 (2002)].
19. A. G. Gurevich and G. A. Melkov, *Magnetization Oscillations and Waves*, CRC Press, Boca Raton (1996) [А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Наука, Москва (1994)].
20. R. Urban, G. Woltersdorf, and B. Heinrich, Phys. Rev. Lett. **87**, 217204 (2001).
21. V. V. Ustinov, A. B. Rinkevich, I. G. Vazhenina, and M. A. Milyaev, JETP **131**, 139 (2020) [В. В. Устинов, А. Б. Ринкевич, И. Г. Вазенина, М. А. Миляев, ЖЭТФ **158**, 139 (2020)].
22. I. G. Vazhenina, R. S. Iskhakov, and L. A. Chekanova, Phys. Solid State **60**, 292 (2018) [И. Г. Вазенина, Р. С. Исхаков, Л. А. Чеканова, ФТТ **60**, 287 (2018)].
23. J. Stankowski, F. Stobiecki, and M. Gorska, Appl. Magn. Reson. **24**, 303 (2003).
24. S. Ishio, T. Kobayashi, H. Saito, S. Sugawara, and S. Kadowaki, J. Magn. Magn. Mater. **164**, 208 (1996).
25. P. D. Kulkarni, T. Nakatani, T. Sasaki, and Y. Sakuraba, J. Appl. Phys. **129**, 213901 (2021).
26. P. D. Kulkarni, T. Nakatani, Z. Li, T. Sasaki, and Y. Sakuraba, J. Magn. Magn. Mater. **560**, 169562 (2022).
27. M. A. Milyaev, L. I. Naumova, V. V. Proglyado, A. Yu. Pavlova, M. V. Makarova, E. I. Patrakov, N. P. Glazunov, and V. V. Ustinov, J. Alloys Compd. **917**, 165512 (2022).

28. A. B. Rinkevich, D. V. Perov, M. A. Milyaev, and V. V. Ustinov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **167**, 385 (2025) [А. Б. Ринкевич, Д. В. Перов, М. А. Миляев, В. В. Устинов, *ЖЭТФ* **167**, 385 (2025)].
29. V. V. Ustinov, A. B. Rinkevich, D. V. Perov, A. M. Burkhanov, M. I. Samoylovich, S. M. Kleshcheva, and E. A. Kuznetsov, *Tech. Phys.* **58**, 568 (2013) [В. В. Устинов, А. Б. Ринкевич, Д. В. Перов, А. М. Бурханов, М. И. Самойлович, С. М. Клещева, Е. А. Кузнецов, *ЖТФ* **83**, 104 (2013)].
30. N. A. Semenov, *Technical Electrodynamics*, Svyaz, Moscow (1972) (In Russian) [Н. А. Семенов, *Техническая электродинамика*, Связь, Москва (1972)].
31. I. V. Lebedev, *Microwave Techniques and Devices*, Vol. 1, Vysshaya Shkola, Moscow (1970) (In Russian) [И. В. Лебедев, *Техника и приборы СВЧ*, Т. 1, Высшая школа, Москва, (1970)].
32. L. A. Weinstein, *The Theory of Diffraction and the Factorization Method (Generalized Wiener-Hopf Technique)*, Golem Press, Boulder (1969) [Л. А. Вайнштейн, *Теория дифракции и метод факторизации*, Сов. радио, Москва (1966)].
33. R. B. Vaganov and B. Z. Katsenelenbaum, *Fundamentals of the Theory of Diffraction*, Nauka, Moscow (1982) (In Russian) [Р. Б. Ваганов, Б. З. Каценеленбаум, *Основы теории дифракции*, Наука, Москва (1982)].
34. L. M. Brekhovskikh, *Waves in Layered Media*, Acad. Press, San Diego (1960) [Л. М. Бреховских, *Волны в слоистых средах*, Изд-во АН СССР, Москва (1957)].

Giant Magnetoresistance of Laterally Structured Superlattices at Super High Frequencies

*A. B. Rinkevich**, *M. A. Milyaev*, *E. A. Kuznetsov*, *D. V. Perov*, *A. Yu. Pavlova*, *V. V. Ustinov*

M. N. Mikheev Institute of Metal Physics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences
620108, Ekaterinburg, Russia

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

Received December 21, 2025

Revised April 5, 2026

Accepted April 6, 2026

Abstract

With the use of the magnetron sputtering method, (CoFeNi)/Cu superlattices have been prepared on the basis of which laterally structured nanostructures were prepared using microlithography methods that are systems of multilayer microstrips with a width of $3\ \mu\text{m}$ and a distance between the microstrips of $3\ \mu\text{m}$. The transmission and reflection of microwaves with the frequencies from 26 to 38 GHz through laterally structured (CoFeNi)/Cu superlattices placed in a rectangular waveguide has been studied. The microwave giant magnetoresistance effect has been studied with two variants of the arrangement of microstrips relative to the larger side of the waveguide. It has been found that when the strips are positioned across the larger side, the microwave giant magnetoresistance effect is almost equal to the effect in the original planar sample. The magnitude of the microwave giant magnetoresistance effect in the passage of microwaves is 1.5 times higher than the effect of the giant magnetoresistance measured at direct current. In the case of microstrips located along the larger side of the waveguide, there is practically no dependence on the magnetic field.

Keywords: superlattices, lateral structures, giant magnetoresistance effect, microwaves, reflection and transmission coefficients

Funding. Sections 2 and 3 were carried out with the support of the Russian Science Foundation (project No. 24-12-20022) and the Government of the Sverdlovsk Region, sections 4 and 5 — within the framework of the State assignment of the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation for IMP UB RAS.

Conflict of interest. The authors of this work declare that they have no conflict of interest.

Authors' contribution. The contribution of the authors is equal.