

МИКРОВОЛНОВОЙ ГИГАНТСКИЙ МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЙ ЭФФЕКТ, ФЕРРОМАГНИТНЫЙ И СПИН-ВОЛНОВОЙ РЕЗОНАНСЫ В НАНОСТРУКТУРАХ (CoFe)/Cu

В. В. Устинов^{a*}, А. Б. Ринкевич^{a**}, И. Г. Важенина^{b***}, М. А. Мильев^a

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

^b Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук —
обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН
660036, Красноярск, Россия

Поступила в редакцию 24 января 2020 г.,
после переработки 23 марта 2020 г.
Принята к публикации 23 марта 2020 г.

Исследованы микроволновые явления в многослойных магнитных наноструктурах (CoFe)/Cu, обладающих гигантским магнитосопротивлением. Методом прохождения волн через наноструктуру изучен микроволновой гигантский магниторезистивный эффект. Установлено, что изменения коэффициента прохождения на частотах 29–38 ГГц превышают относительное магнитосопротивление, что отличает данную систему от ранее изученных наноструктур. Методами ферромагнитного и спин-волнового резонансов изучены угловые зависимости спектров СВЧ-поглощения мультислойной наноструктуры (CoFe/Cu)_n. В работе установлены критический угол, определяющий границы диапазонов возбуждения однородных и неоднородных спиновых мод; тип граничных условий, описывающих закрепление спина на внешних поверхностях наноструктуры; величины констант поверхностной анизотропии и обменного взаимодействия.

Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 100-летию А. С. Боровика-Романова

DOI: 10.31857/S0044451020070135

1. ВВЕДЕНИЕ

Антиферромагнетики и искусственные структуры с антиферромагнитным упорядочением обладают специфическими магнитными свойствами, благодаря чему вызывают повышенный интерес. Для понимания динамических магнитных свойств антиферромагнетиков важное значение имеют работы, выполненные под руководством и при участии А. С. Боровика-Романова [1, 2]. Им рассмотрен антиферромагнитный резонанс и спиновые волны в антиферромагнетиках. В его работах установлено, что в антиферромагнетиках спиновые волны имеют линейный закон дисперсии и подробно изучено параметрическое возбуждение спиновых волн.

Среди искусственных структур с антиферромагнитным упорядочением особый интерес вызывают металлические наноструктуры, состоящие из слоев ферромагнитного и неферромагнитного металлов. В них соседние слои из ферромагнитного металла связаны обменным взаимодействием и намагниченность в каждом слое ориентирована антипараллельно намагниченности в соседнем. Такие наноструктуры обладают гигантским магниторезистивным (GMR) эффектом [3, 4], который возникает благодаря спин-зависимому рассеянию электронов на границе ферромагнитного слоя. В зависимости от толщины неферромагнитного слоя (спейсера) межслоевое обменное взаимодействие имеет осциллирующий характер. Эффект гигантского магнитосопротивления наблюдался в таких наноструктурах на микроволновых частотах (μ GMR) [5]. В работах [6, 7] предложен и обоснован метод прохождения микроволн через наноструктуру как удобный метод исследования μ GMR. Современное состояние иссле-

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

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

*** E-mail: irina-vazhenina@mail.ru

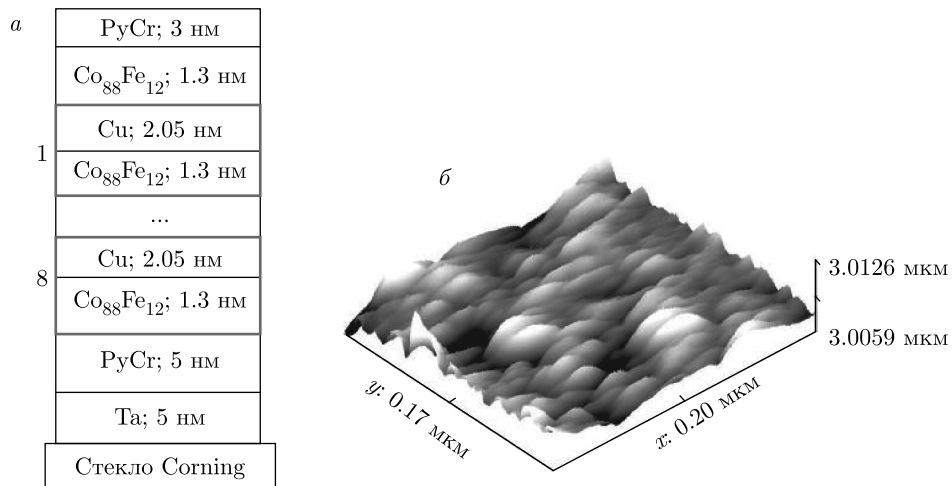


Рис. 1. а) Композиционная структура образца №2 сверхрешетки. б) Рельеф поверхности образца №2, полученный методом туннельной микроскопии

дований по этому вопросу изложено в обзоре [8]. В методе прохождения образец наноструктуры помещается в поперечное сечение прямоугольного волновода и измеряется зависимость модуля коэффициента прохождения от магнитного поля. В работах [6, 7] было доказано, что вдали от условий ферромагнитного резонанса относительное изменение коэффициента прохождения равно относительному магнитосопротивлению.

Эффект μGMR имеет важные практические применения в устройствах записи-считывания информации и в магнитных сенсорах. Для этих целей требуются наноструктуры с возможно большим магнитосопротивлением и меньшим полем насыщения. Этими свойствами обладают наноструктуры CoFe/Cu , для которых получена рекордная величина μGMR [9]. В этих наноструктурах ферромагнитный слой приготовлен из сплава CoFe .

Методы ферромагнитного (FMR) и спин-волнового (SWR) резонансов известны как надежные инструменты при определении фундаментальных параметров магнитных материалов: эффективной намагниченности M_{eff} , константы обменного взаимодействия A внутри слоя и спин-волновой жесткости η , константы поверхностной анизотропии K_S . В свою очередь, угловые зависимости резонансных полей как в перпендикулярной, так и в параллельной ориентации постоянного магнитного поля \mathbf{H} относительно плоскости тонкой пленки позволяют получить информацию о наличии и величине вклада анизотропии разных видов — магнитокристаллической, магнитоупругой, поверхностной [10–13].

Анализ спектров СВЧ-поглощения в тонких пленках требует учета целого ряда факторов — это граничные условия [14–17], толщина ферромагнитной пленки [18], а также композиционный состав [19–22] и структурные параметры (толщина и количество отдельных слоев) [23, 24] для многослойных пленок. Правила нумерации стоячих спиновых мод, регистрируемых в СВЧ-спектре, достаточно подробно изложены в работах [18, 23, 25–28].

Учет перечисленных выше факторов при анализе регистрируемых спектров СВЧ-поглощения позволил нам методами μGMR , FMR и SWR установить ряд основных характеристик магнитной динамики наноструктур CoFe/Cu . В качестве объектов исследования выбраны сверхрешетки $[\text{Co}_{88}\text{Fe}_{12}/\text{Cu}]_n$, причем толщина немагнитной прослойки (далее спейсера) соответствует для одной сверхрешетки первому, а для другой — второму максимуму осциллирующей зависимости магнитосопротивления. У этих образцов сильно различаются поля насыщения и величина магнитосопротивления. Кроме сверхрешеток исследована также трехслойная структура $\text{Co}_{88}\text{Fe}_{12}/\text{Cu}/\text{Co}_{88}\text{Fe}_{12}$. Микроволновые измерения выполнены на частотах от 29 до 38 ГГц методом прохождения, а также на частоте 9.2 ГГц с применением резонансного спектрометра. В следующем разделе будет описан способ получения наноструктур и приведены сведения о методике эксперимента. Далее будут приведены результаты изучения эффекта μGMR , а после этого — результаты изучения FMR и SWR.

2. ПОЛУЧЕНИЕ ОБРАЗЦОВ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Наноструктуры $[(\text{Co}_{0.88}\text{Fe}_{0.12})/\text{Cu}]$ приготовлены на установке MPS-4000-C6 фирмы Ulvac методом магнетронного напыления [29, 30]. Напыление проводилось на подложки из стекла Corning толщиной $d_s = 0.2$ мм при комнатной температуре подложки, со скоростью нанесения Cu 6.7 нм/мин и $\text{Co}_{0.88}\text{Fe}_{0.12}$ — 2.8 нм/мин. Давление аргона составляло 0.1 Па, а мощность магнетронного испарителя 100 Вт. Были приготовлены образцы сверхрешеток с композицией Ta(5)/PyCr(5)/ $[\text{Co}_{88}\text{Fe}_{12}(1.5)/\text{Cu}(0.95)]_{24}/\text{Ta}(5)$ (образец №1) и Ta(5)/PyCr(5)/ $[\text{Co}_{88}\text{Fe}_{12}(1.3)/\text{Cu}(2.05)]_8/\text{Co}_{88}\text{Fe}_{12}(1.3)/\text{PyCr}(3)$ (образец №2). Число в круглых скобках указывает толщину данного слоя в нанометрах. Толщина спейсера Cu выбрана таким образом, чтобы первый образец попадал на первый максимум GMR, а второй — на второй максимум. Число пар слоев (n) в первом образце составляет 8, а во втором 24. В первом и втором образцах использован составной буферный слой Ta(5)/PyCr(5). Символом PyCr обозначен сплав пермаллой-хром состава $(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}$. Композиционная структура образца №2 показана на рис. 1а, а рельеф поверхности этого образца, полученный методом туннельной микроскопии, — на рис. 1б.

Структура образцов изучена с помощью дифрактометра ДРОН_3М с использованием CoK_α -излучения и Si-монокроматора. На дифрактограммах обнаружен общий для Cu и сплава $\text{Co}_{88}\text{Fe}_{12}$ пик от семейства плоскостей (111) ГЦК-решетки, а также осцилляции вокруг данного пика, что указывает на высокое совершенство слоистой структуры образцов. Анализ полученных данных показал, что обе сверхрешетки обладают ГЦК-структурой и аксиальной текстурой $\langle 111 \rangle$ с осью, нормальной к плоскости слоев.

Кроме образцов сверхрешеток, была приготовлена наноструктура Ta(5.0)/ $\text{Co}_{88}\text{Fe}_{12}(3.5)/\text{Cu}(2.0)/\text{Co}_{88}\text{Fe}_{12}(3.5)/\text{Ta}(5.0)$ (образец №3), содержащая два ферромагнитных слоя $\text{Co}_{88}\text{Fe}_{12}$ и спейсер Cu.

Электросопротивление образцов измерялось четырехконтактным методом на постоянном токе при комнатной температуре. Вектор напряженности магнитного поля и ток были взаимно перпендикулярны и направлены в плоскости слоев образца. Относительное магнитосопротивление определялось как $r = [(R(H) - R(0))/R(0)] \cdot 100\%$, где $R(H)$ — сопротивление в поле H , $R(0)$ — сопро-

тивление в нулевом поле. Результаты измерения магнитосопротивления образцов показаны на рис. 2. Наибольшим магнитосопротивлением около -44% обладает образец №1 (рис. 2а). Поле насыщения у этого образца, определенное по магнитосопротивлению, составляет около 7.5 кЭ. Отметим, что в образце №1 при отсутствии внешнего магнитного поля реализуется приблизительно антипараллельное упорядочение магнитных моментов соседних ферромагнитных слоев. Образец №2 также демонстрирует весьма высокое магнитосопротивление, причем насыщение осуществляется в значительно меньших полях около 0.2 кЭ. Магнитосопротивление образца №1 имеет отрицательный знак, причем гистерезис выражен слабо. Магнитосопротивление образца №2, толщина спейсера у которого соответствует второму максимуму магнитосопротивления, имеет участки зависимости как с отрицательным, так и с положительным магнитосопротивлением. На зависимости присутствует гистерезис. Заметим, что магнитное состояние в образце №2 со слабым межслойным обменным взаимодействием в поле $H = 0$ не является однородным. Оно определяется балансом энергий локальной магнитной анизотропии и межслойного обменного взаимодействия, наличием структурных и магнитных неоднородностей, а также зависит от предыстории подготовки магнитного состояния. На рис. 2б показана магниторезистивная зависимость образца №3, где обнаружен наибольший гистерезис. При уменьшении магнитного поля от поля насыщения до нуля в нем сохраняется магнитное упорядочение, близкое к ферромагнитному. Это означает, что энергии слабого межслойного обменного взаимодействия антиферромагнитного типа недостаточно для изменения магнитного состояния при $H = 0$. Влияние такого взаимодействия на магнитное упорядочение будет проявляться наиболее сильно в полях, равных коэрцитивной силе ($\pm H_c$), при которых доменные границы становятся наиболее подвижными и их смещение происходит наиболее интенсивно. На рис. 2г показана кривая перемагничивания образца №3. Видно, что величина $|H_c| = 80 \pm 3$ Э совпадает с максимумами на магниторезистивной кривой (рис. 2б). Отметим, что максимальная величина магнитосопротивления для этого образца — приблизительно 9.5% — значительно превосходит типичные значения для наноструктур этого типа («трехслойных» наноструктур).

Исследования прохождения электромагнитных волн выполнены по методике, описанной в работе [31] на частотах миллиметрового диапазона 26–

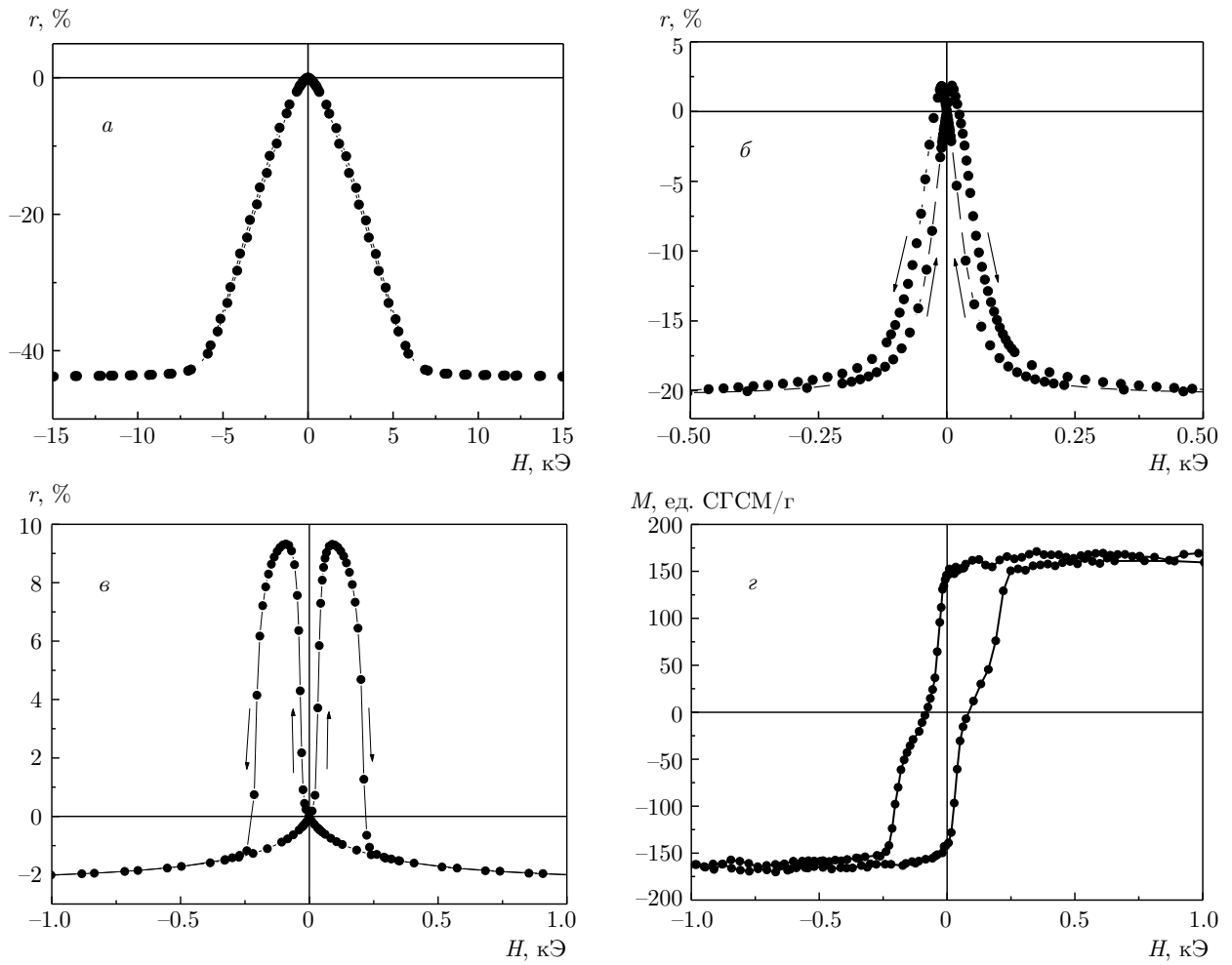


Рис. 2. Гигантский магниторезистивный эффект в образцах: а) образец № 1 сверхрешетки с толщиной спейсера 0.95 нм, б) образец № 2 сверхрешетки с толщиной спейсера 2.2 нм, в) образец № 3 трехслойной наноструктуры с толщиной спейсера 2.0 нм. г) Петля гистерезиса образца № 3

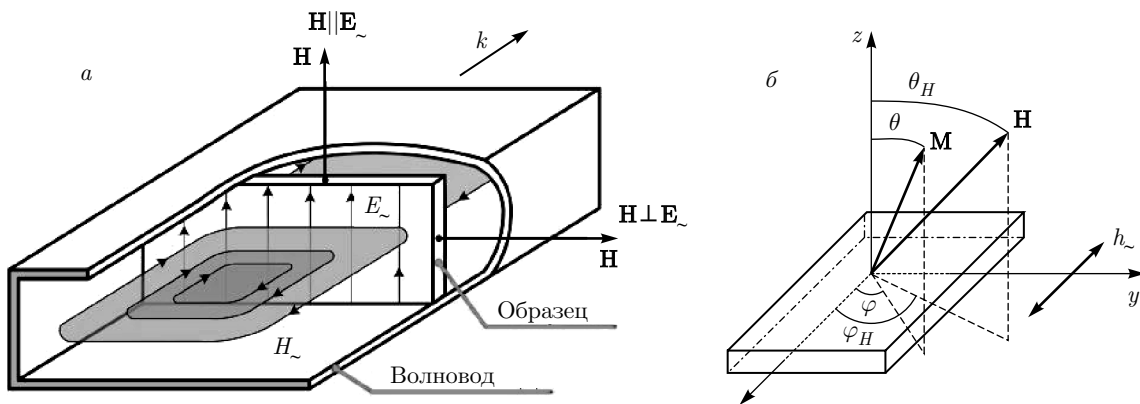


Рис. 3. Схема микроволновых измерений методом прохождения (а) и ориентация полей при выполнении экспериментов в спектрометре ФМР (б)

38 ГГц. Образец сверхрешетки помещался в поперечное сечение прямоугольного волновода, как показано на рис. 3а. Измерялось относительное изменение модуля коэффициента передачи $d_m = [|D(H)| - |D(0)|]/|D(0)|$, где $|D(H)|$ — модуль коэффициента передачи в поле H . Магнитное поле прикладывалось в плоскости сверхрешетки параллельно узкой стороне волновода, так что вектор постоянного магнитного поля \mathbf{H} был перпендикулярен вектору переменного магнитного поля волны \mathbf{h}_\sim , $\mathbf{H} \perp \mathbf{h}_\sim$.

СВЧ-спектры пленок были получены на оборудовании КРЦКП ФИЦ КНЦ СО РАН (спектрометр ELEXSYS E580, Bruker, Германия). Измерение СВЧ-спектров проводилось при комнатной температуре в X-диапазоне (частота накачки резонатора $f = 9.2$ ГГц), образец помещался в пучность переменного магнитного поля \mathbf{h}_\sim объемного резонатора. Измерения были выполнены при изменении направления постоянного магнитного поля \mathbf{H} как в плоскости пленки (по углу φ_H), так и в плоскости, параллельной нормали пленки (по углу θ_H) (рис. 3б).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ МИКРОВОЛНОВОГО ГИГАНТСКОГО МАГНИТОРЕЗИСТИВНОГО ЭФФЕКТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Все три исследованных образца демонстрируют микроволновое гигантское магнитосопротивление. В образце №1 изменения коэффициента прохождения имеют отрицательный знак и поле насыщения около $7.3 \div 7.5$ кЭ, что соответствует полю насыщения кривой магнитосопротивления, см. рис. 4а. Гистерезис изменений коэффициента прохождения в этом образце не превышает погрешности измерений, поэтому рис. 4а построен только для положительного знака магнитного поля. Измерения проведены на нескольких частотах и видно, что зависимости в целом получились подобными друг другу. Некоторое исключение составляют зависимости, измеренные на частотах 35 и 38 ГГц, на которых, помимо μGMR , видны еще изменения резонансного типа, вызванные FMR. Величина изменений в насыщении в зависимости от частоты составляет от 48% до 53%, что сопоставимо с максимальным магнитосопротивлением приблизительно 44% и несколько превышает его. Таким образом, осуществляется приблизительно равенство μGMR и GMR. Для образца №2 результаты измерения микроволнового прохождения показаны на рис. 4б. Насыщение на этой зависимости достигается в полях $0.2 \div 0.25$ кЭ,

что близко к насыщению магниторезистивной зависимости, показанной на рис. 2б. Величина изменений коэффициента прохождения микроволн в насыщении составляет 24–26%, а изменений магнитосопротивления — около 21%. На рис. 4в показана зависимость от магнитного поля для образца №2, полученная на частоте $f = 26$ ГГц со сменой направления магнитного поля, чтобы показать гистерезис в микроволновом прохождении. Между зависимостями рис. 2б и рис. 4в есть различие, состоящее в том, что изменения положительного знака в магнитосопротивлении достигают 2%, а на микроволнах аналогичные изменения не превышают 0.5%. Интервал полей, выбранный на рис. 4б, чтобы показать эффект μGMR , не позволяет показать изменения, вызванные FMR. В целом можно заключить, что для сверхрешеток $[(\text{Co}_{0.88}\text{Fe}_{0.12})/\text{Cu}]_n$, обладающих рекордно большим магнитосопротивлением, взаимно однозначное соответствие между GMR и μGMR выполняется лишь приблизительно, в согласии с приведенными в [9] результатами. Здесь мы дополняем данные [9] результатами, полученными на разных частотах, и делаем акцент на различиях GMR и μGMR .

Наиболее просто коэффициент прохождения волн можно рассчитать в приближении сплошной среды, в котором многослойная металлическая наноструктура заменяется однородной пластиной такой же толщины с эффективными проводимостью и магнитной проницаемостью. Согласно [7], в этом приближении для коэффициента прохождения D электромагнитной волны можно записать следующее выражение:

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

где $k_m = (1 + i)/\delta$ — волновое число в проводящей среде в условиях нормального скин-эффекта, δ — глубина скин-слоя, d — толщина металла всей наноструктуры, т. е. суммарная толщина всех металлических слоев. Импеданс хорошо проводящей наноструктуры Z_m меньше импеданса волновода Z , $|Z_m| \ll Z$. Формулу (1) будем рассматривать для предельного случая $d \ll \delta$, который реализуется на волнах миллиметрового диапазона. Коэффициент прохождения выразится следующей формулой:

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

Для типичных значений толщины наноструктур от единиц до сотен нанометров выполняется неравенство $k_m d \ll 1$ и из формулы (2) следует взаимно

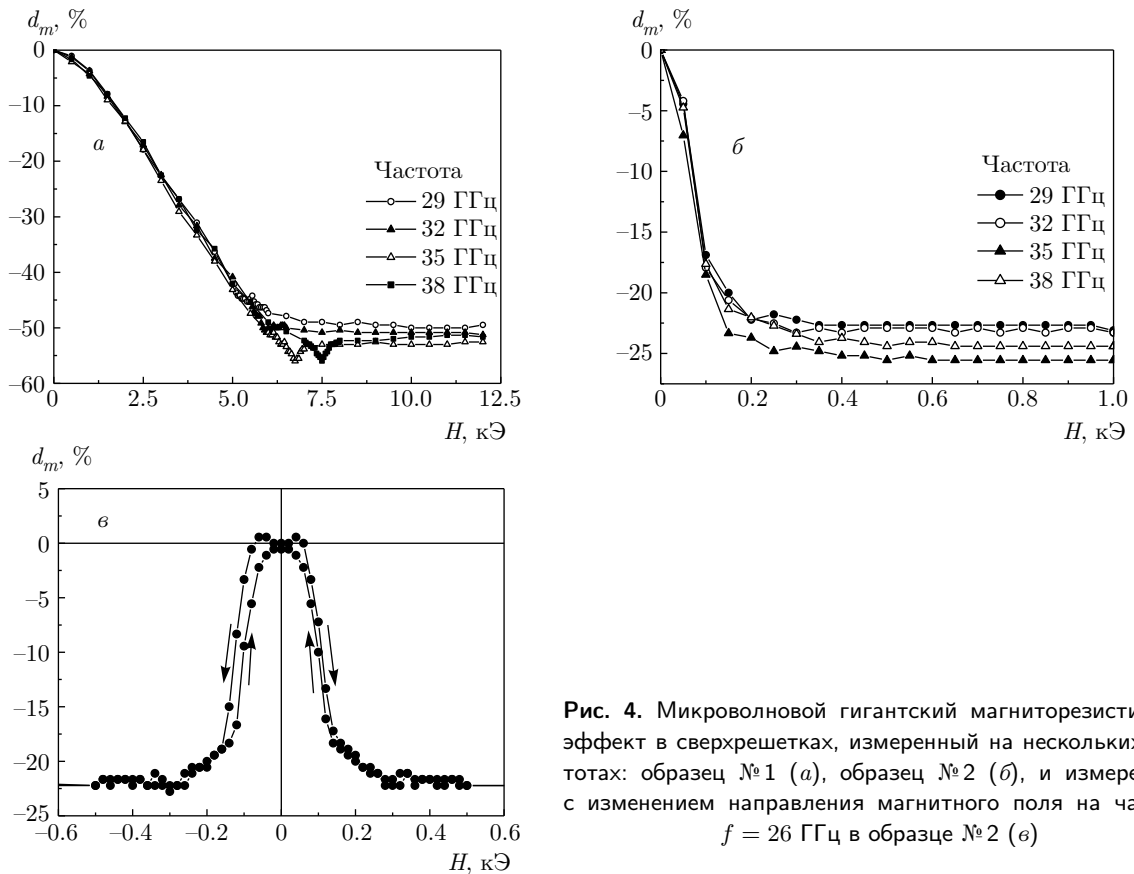


Рис. 4. Микроволновой гигантский магниторезистивный эффект в сверхрешетках, измеренный на нескольких частотах: образец №1 (а), образец №2 (б), и измеренный с изменением направления магнитного поля на частоте $f = 26$ ГГц в образце №2 (в)

однозначное соответствие изменений коэффициента прохождения D и GMR на постоянном токе, т. е.

$$d_m = r. \tag{3}$$

Выполнение равенства (3) неоднократно подтверждено экспериментально как для наноструктур со сплошными слоями, так и для кластерно-слоистых наноструктур [6, 7, 32–35]. Оно выполняется для сверхрешеток Fe/Cr, Co/Cu, AgPt/Co, для спиновых клапанов [36]. Согласно (3) величина d_m не зависит от частоты, если нет частотной дисперсии проводимости. Все же некоторые экспериментальные данные показывают отсутствие взаимно однозначного соответствия μ GMR и GMR. Равенство (3) не выполняется в гранулярных системах [37], а также в металлических сверхрешетках на частотах инфракрасного диапазона [38, 39]. Во всех случаях отклонения от равенства (3) экспериментально наблюдаемый высокочастотный эффект μ GMR был меньше статического GMR, $d_m < r$. Тщательный анализ частотной зависимости эффекта μ GMR был выполнен в работах [40, 41]. Там показано, что отклонения от равенства (3) в сантиметровом и миллиметровом диапазонах волн возможны в двух случаях: 1) для очень малой толщины d наноструктуры;

2) для малой эффективной проводимости, значительно меньшей типичной проводимости металлов. Оба этих случая приводят к тому, что первым слагаемым в знаменателе (1) пренебречь нельзя, а поэтому не выполняется соответствие (3), причем в сторону меньшей величины эффекта μ GMR. В этом отношении результаты, полученные в настоящей работе, отличаются от опубликованных ранее. Для системы $(\text{Co}_{0.88}\text{Fe}_{0.12})/\text{Cu}$ здесь получены отклонения $d_m > r$.

Рассмотрим результаты, полученные для трехслойной системы (образец №3). Зависимости, измеренные на частоте $f = 29$ ГГц, представлены на рис. 5. Зависимость в интервале полей от -8 до $+8$ кЭ показана на рис. 5а. В области слабых полей менее 0.5 кЭ наблюдаются изменения, вызванные μ GMR, а в более сильных полях, около ± 6 кЭ, присутствует минимум, вызванный поглощением волн в условиях FMR. Зависимость в интервале полей от -0.5 до $+0.5$ кЭ, показывающая эффект μ GMR в более крупном масштабе, представлена на рис. 5б. Несомненно качественное соответствие между GMR на рис. 2в и μ GMR на рис. 5б. На зависимости рис. 5б также присутствует гистерезис, причем наибольшие изменения микроволнового коэффициента

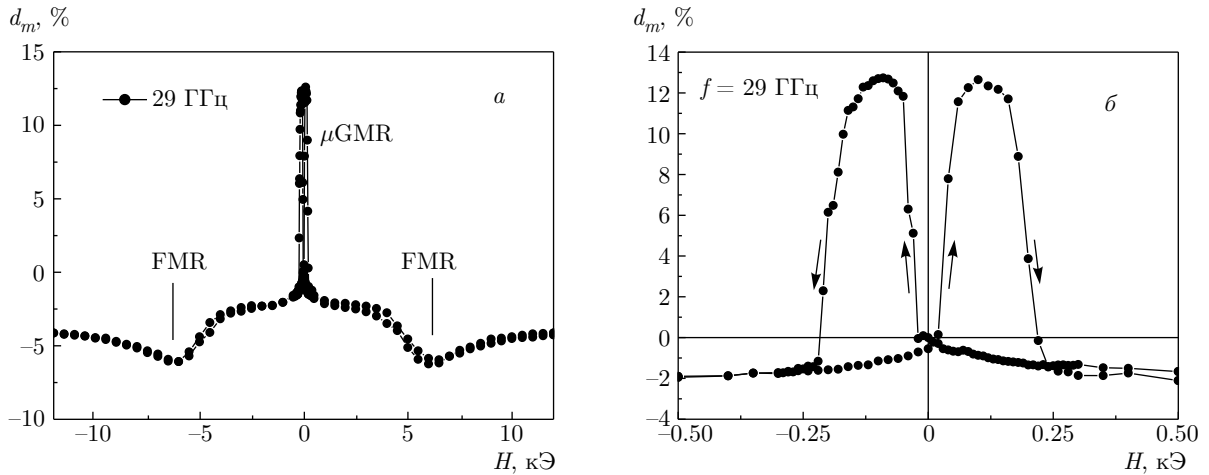


Рис. 5. Микроволновой гигантский магниторезистивный эффект и ферромагнитный резонанс в трехслойной структуре: интервал полей ±8 кЭ (а); интервал полей ±0.5 кЭ (б)

прохождения имеют место в тех же полях, что и изменения магнитосопротивления. Однако величина микроволнового эффекта примерно на 30 % больше GMR. Данные для сравнения GMR и μGMR для исследованных образцов приведены в таблице.

Отмеченные различия величин статического и микроволнового эффектов могут быть следствием приближенного характера формулы (1), о чем сказано выше. Второй причиной различий может быть переход от формулы (1) к формуле (3), который строго справедлив для случая, когда $r \ll 1$. Для сверхрешеток $[(Co_{0.88}Fe_{0.12})/Cu]_n$ с рекордным GMR эта вторая причина кажется вполне возможной, так как для них $r \leq 1$. Однако для трехслойной наноструктуры с меньшим магнитосопротивлением $r \ll 1$ эта причина не подходит. Поэтому объяснением всей совокупности данных может служить первая причина — недостаточность приближения эффективных параметров, в котором получена формула (1).

4. ВОЗБУЖДЕНИЕ ОБМЕННЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В ТОНКИХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

Реализация того или иного вида спиновых обменных волн — однородная прецессия вектора намагниченности, экспериментально наблюдаемая при FMR, или стоячие волны, регистрируемые методом SWR, — зависит от граничных условий. Тип закрепления определяется величиной среднего значения магнитного момента на поверхности, а также рас-

пределением намагниченности по толщине пленки [42]. На основе предположения, что в общем случае на различных поверхностях пленки поверхностные спины закреплены неодинаково (асимметрично), обменные граничные условия определяются выражениями [18, 25, 26]

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial z} + \beta_1^S \mathbf{m}\right)_{z=d/2} &= 0, \\ \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial z} - \beta_2^S \mathbf{m}\right)_{z=-d/2} &= 0, \end{aligned} \tag{4}$$

где \mathbf{m} — комплексная амплитуда переменной намагниченности; β_1^S и β_2^S — параметры закрепления поверхностных спинов на различных поверхностях пленки, связанные с константой поверхностной анизотропии соотношением $\beta^S = K_S/A$; d — толщина пленки, в нашем случае суммарная толщина металлических слоев наноструктуры.

Параметр закрепления поверхностных спинов β^S , а следовательно, и константа поверхностной анизотропии K_S , могут принимать как положительные, так и отрицательные значения. Если $K_S > 0$ (легкая ось поверхностной анизотропии нормальна к поверхности пленки), то возбуждаются только гармонические моды SWR с реальными значениями волнового вектора k . Если $K_S < 0$ (трудная ось поверхностной анизотропии нормальна к поверхности пленки), то помимо гармонических колебаний в спектре SWR регистрируется гиперболическая нераспространяющаяся обменная спиновая волна (поверхностная мода) с мнимым волновым вектором. Также возможен вариант, когда в спек-

Таблица. Сопоставление GMR и μ GMR

Номер образца	Тип образца	Толщина спейсера, нм	Максимальное магнитосопротивление, %	Максимальное изменение коэффициента прохождения, %
1	Сверхрешетка	0.95	-44	-48 ÷ -53
2	Сверхрешетка	2.05	-22	-24 ÷ -26
3	Трехслойная наноструктура	2.0	+9.3	+12.7

ре SWR регистрируются две поверхностные моды, что соответствует условиям $K_{S1} < 0$ и $K_{S2} < 0$. Если $K_S = 0$, то однородным переменным магнитным полем $\mathbf{h}_{\sim} (\mathbf{h}_{\sim} \perp \mathbf{H})$ возбуждается только однородное колебание намагниченности $\mathbf{m}_0 \perp \mathbf{M}$ (FMR), так как все остальные возможные колебания $m(z)$ характеризуются нулевым дипольным моментом. В случае симметричных граничных условий с $K_S = \infty$ допустимые значения k равны $k = \pi n/d$, где n — номер тригонометрической моды, принимающий значения 1, 3, 5, 7, ... [14].

Значение резонансного поля H_0 однородной моды при произвольном направлении внешнего магнитного поля можно найти численно, решая систему из уравнений [12, 13, 43]

$$\omega_0 = \frac{\gamma}{M \sin \theta} \left[\frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} - \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \theta \partial \varphi} \right)^2 \right]^{1/2},$$

$$\frac{\partial E}{\partial \varphi} = \frac{\partial E}{\partial \theta} = 0,$$

$$E = -MH [\sin \theta \sin \theta_H \cos(\varphi - \varphi_H) + \cos \theta \cos \theta_H] + \frac{K_1}{4} [\sin^4 \theta \sin^2(2\varphi) + \sin^2(2\theta)] + \frac{K_2}{16} \sin^2(2\theta) \sin^2 \theta \sin^2(2\varphi) + [2\pi M^2 + K_n] \cos^2 \theta + K_u \sin^2 \theta \sin^2(\varphi - \varphi_0), \quad (5)$$

где ω_0 — резонансная частота; $\gamma = 1.758 \cdot 10^7$ Гц/Э — гиромагнитное соотношение; E — полная энергия магнитной системы, с учетом уравнения Ландау — Лифшица для движения намагниченности M , заданной полярным θ и азимутальным φ углами; θ_H и φ_H — полярный и азимутальный углы внешнего постоянного подмагничивающего поля H ; K_1 и K_2 — первая и вторая константы кубической анизотропии; K_n — константа перпендикулярной одноос-

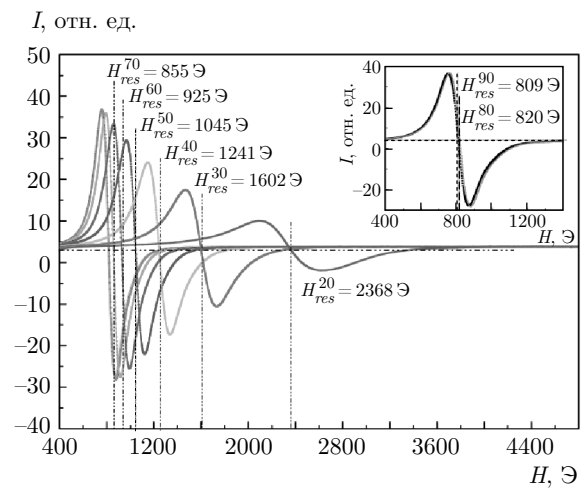


Рис. 6. (В цвете онлайн) Вид экспериментальных спектров в диапазоне углов от 20° до 90° (верхним индексом в обозначении резонансного поля указана величина угла θ_H)

ной анизотропии; K_u — константа одноосной анизотропии в плоскости, действующей под углом φ_0 .

Угловая зависимость собственных неоднородных колебаний намагниченности (стоячих обменных спиновых волн), возбуждаемых при действии однородного переменного магнитного поля $\mathbf{h}_{\sim} (\mathbf{h}_{\sim} \perp \mathbf{H})$ с частотой ω , определяется выражением [44]

$$\left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 = \left(H \sin \theta_H + 4\pi M \sin \theta + \frac{2Ak^2}{M} \sin \theta \right) \times \left(H \sin \theta_H + \frac{2Ak^2}{M} \sin \theta \right) + \left(H \cos \theta_H - 4\pi M \cos \theta + \frac{2Ak^2}{M} \cos \theta \right)^2, \quad (6)$$

где A — константа внутрислойного обменного взаимодействия. Более сложный случай магнитных сверхрешеток, в котором учтено билинейное и

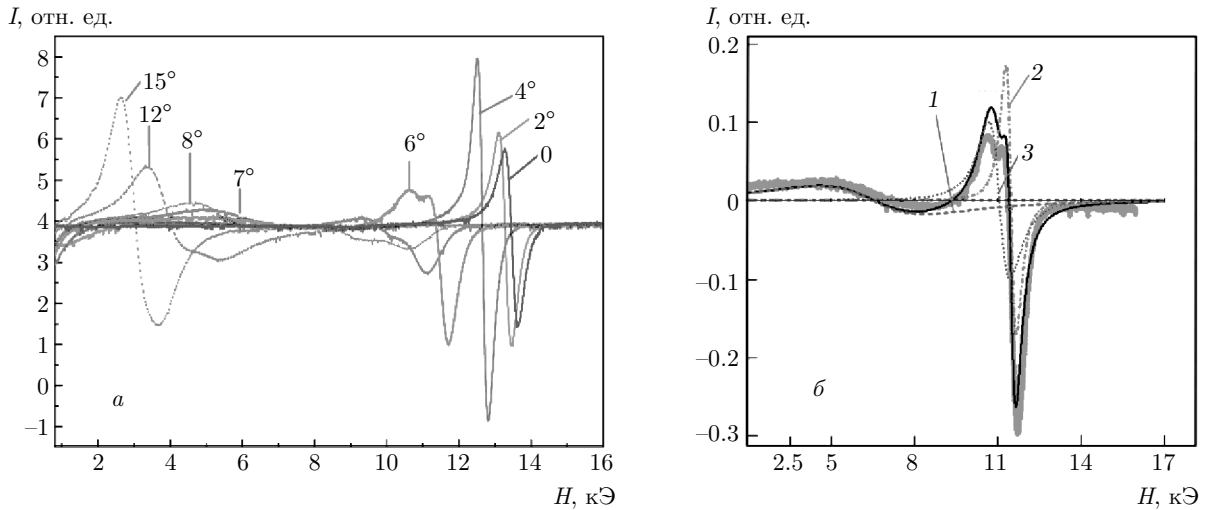


Рис. 7. (В цвете онлайн) а) Вид отдельных экспериментальных спектров в диапазоне от 15° до 0°. б) Пример разложения на лоренцианы экспериментального спектра при $\theta_H = 6^\circ$. На рис. б цифрами обозначены первая стоячая объемная спиновая мода (1), поверхностные моды (2 и 3)

биквадратичное межслоевое обменное взаимодействие, рассмотрен в работе [45].

5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ FMR И SWR И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Экспериментальное исследование FMR и SWR проведено на образце № 2, сверхрешетке состава $Ta(5)/RuCr(5)/[Co_{88}Fe_{12}(1.3)/Cu(2.05)]_8/Co_{88}Fe_{12}(1.3)/RuCr(3)$. Суммарная толщина металлических слоев у нее составляет 26.8 нм. Вид спектров поглощения в диапазоне углов от 20° до 90° представлен на рис. 6, в диапазоне углов от 0 до 10° — на рис. 7.

Каждая резонансная кривая в диапазоне углов от 20° до 90° идентифицируется нами как результат возбуждения однородной моды ($k = 0$). Полученные экспериментальные значения резонансных полей в данном диапазоне углов θ_H с достаточно высокой точностью совпадают с теоретической кривой, рассчитанной из решения системы (5) (см. рис. 8). Дисперсионное выражение для магнитно-изотропного бесконечно тонкого диска [46] при условии, что $\theta = \theta_H = 90^\circ$, позволяет нам определить величину эффективной намагниченности $M_{eff} \approx 1000$ Гс.

Кривые микроволнового поглощения в диапазоне углов от 0 до 10°, имеющие сложную форму (рис.7), были разложены на составляющие с помощью дифференцированной функции Лоренца, выбор которой учитывал отсутствие вклада электри-

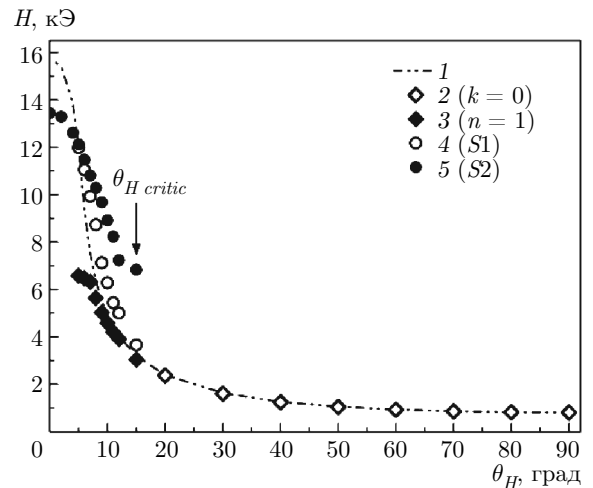


Рис. 8. Угловые зависимости положений резонансных полей. Цифрами обозначены подгоночная кривая (1), угловая зависимость однородной моды (2), угловая зависимость первой стоячей объемной моды (3), угловые зависимости поверхностных мод (4, 5)

ческой компоненты (обусловлено конструкцией резонатора и размерами образца). Пример выполненного разложения представлен на рис. 7б.

Моды, наблюдаемые в микроволновом спектре в диапазоне углов $15^\circ < \theta_H < -15^\circ$, идентифицируются нами как две поверхностные волны (граничные условия типа «легкая плоскость» при $-K_{S1} \neq -K_{S2}$) и стоячая обменная спиновая волна ($n = 1$). Важным фактором интерпретации спек-

ров поглощения являлась интенсивность мод, которая зависит от толщины образца, а также от величины и знака константы поверхностной анизотропии [17]. Исследование зависимости соотношения между интенсивностями первой объемной моды I_1 и поверхностной моды I_S от толщины пленки авторами работы [18] продемонстрировало, что в пленках толщиной менее 100 нм $I_S > I_1$ и особенно сильно преобладание I_S над I_1 начинает проявляться при отклонении постоянного магнитного поля от нормали пленки.

Зависимость типа моды (однородная или неоднородная) от угла θ_H наблюдалась еще в первое десятилетие после открытия явления SWR [44]. Авторы работы [44] не только установили угловую зависимость резонансных полей от угла θ_H (выражение (6)), но и определили условия, при которых может быть найден критический угол $\theta_{H\text{ critic}}$ перехода неоднородных мод к однородной. Используя выражение (6), величину $M_{eff} \approx 1000$ Гс и условия, изложенные в работе [44], мы рассчитали $\theta_{H\text{ critic}}$, который составил $15^\circ \pm 2^\circ$ в диапазоне значений полевого угла намагниченности θ от 0 до 25° . Угол, при котором форма экспериментальной кривой СВЧ-спектра становится составной, совпадает с $\theta_{H\text{ critic}}$ (рис. 8).

Максимумы интенсивностей поверхностных мод соответствуют 4° и 6° [47], что, согласно [48, 49], обусловлено отклонением оси поля одноосной анизотропии от нормали пленки на угол приблизительно 5° . Возможной причиной в отклонении оси поля поверхностной анизотропии может являться сформированная аксиальная текстура $\langle 111 \rangle$.

Наличие в спектре поверхностных мод дает возможность определить величину константы поверхностной анизотропии, которая (когда $K_S < 0$) вычисляется по формуле

$$|K_S| = \left[\frac{M_{eff} A}{2} \left[(H_S - H_1) - \frac{2A}{M_{eff}} \left(\frac{\pi}{d} \right)^2 \right] \right]^{1/2}, \quad (7)$$

а при симметричных граничных условиях K_S может быть оценена из выражения [50]

$$K_S = \frac{n^2 \pi}{2} \frac{A}{2} \frac{\Delta H_n}{\Delta H_S} \sqrt{\frac{I_n}{I_S}}, \quad (8)$$

где ΔH_n — ширина линии n -й объемной стоячей спиновой моды, ΔH_S — ширина линии поверхностной моды.

Совместное решение (7) и (8) позволяет нам оценить величины A , $|K_{S1}|$ и $|K_{S2}|$ (где $S1$ и $S2$ — первая и вторая поверхностные моды): $\approx 0.2 \cdot 10^{-6}$ эрг/см, ≈ 0.24 эрг/см² и ≈ 0.54 эрг/см² соответственно. Численное значение константы

обменного взаимодействия совпадает с данными работы [51], авторы которой установили влияние соотношения толщин магнитного и немагнитного слоя на величину A .

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы прохождение микроволн, ферромагнитный и спин-волновой резонансы в сверхрешетках и трехслойной наноструктуре CoFe/Cu. Установлено, что в интервале частот от 29 до 38 ГГц изменения коэффициента прохождения микроволн через наноструктуры CoFe/Cu превышают относительное изменение статического магнитосопротивления, в отличие от ранее исследованных типов металлических наноструктур. Различие связано с приближением, в котором многослойная наноструктура заменяется на однородную металлическую пластину с толщиной, равной суммарной толщине металлических слоев наноструктуры. Для пластины вводятся эффективная проводимость, куда включается гигантский магниторезистивный эффект, и эффективная магнитная проницаемость. Установлено, что для сверхрешетки с толщиной спейсера, соответствующей первому максимуму GMR, изменения микроволнового коэффициента прохождения имеют гигантскую величину, отрицательный знак и очень слабый гистерезис. Для сверхрешетки с толщиной спейсера, соответствующей второму максимуму GMR, изменения микроволнового коэффициента прохождения имеют большую величину и как положительный, так и отрицательный знак. В полевой зависимости коэффициента присутствует гистерезис. Для трехслойной наноструктуры изменения коэффициента достигают 9.5% и значительно превышают статический GMR.

Выполненное исследование динамических характеристик мультислойной наноструктуры CoFe/Cu демонстрирует однородность в распределении магнитных параметров по интегральной толщине образца. Регистрируемые спектры СВЧ-поглощения и их угловые зависимости позволили установить тип граничных условий — легкая плоскость на обеих поверхностях закрепления стоячих спиновых волн вне зависимости от угла внешнего постоянного магнитного поля, оценить величины констант поля поверхностной анизотропии, $K_{S1} = -0.24$ эрг/см² и $K_{S2} = -0.54$ эрг/см², а также наличие отклонения оси поля поверхностной анизотропии от нормали пленки и величину угла данного отклонения приблизительно 5° .

Реализация неоднородных спиновых волн при перпендикулярной ориентации пленки в постоянном магнитном поле позволила нам определить величину константы внутрислойного обменного взаимодействия $\approx 0.2 \cdot 10^{-6}$ эрг/см. Также установлены диапазоны угла θ_H , при которых возбуждаются однородные и неоднородные моды спиновых волн.

Финансирование. Работа выполнена в рамках темы «Спин» № АААА-А18-118020290104-2 и «Функция» № АААА-А19-119012990095-0. Раздел 3 выполнен при поддержке Российского научного фонда (грант № 17-12-01002).

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Прозорова, А. С. Боровик-Романов, Письма в ЖЭТФ **10**, 316 (1969).
2. А. С. Боровик-Романов, *Лекции по низкотемпературному магнетизму. Магнитная симметрия антиферромагнетиков*, Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН, Москва (2010), с. 55.
3. M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert et al., Phys. Rev. Lett. **6**, 2472 (1988).
4. G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, Phys. Rev. B **39**, 4828 (1989).
5. J. J. Krebs, P. Lubitz, A. Chaiken, and G. A. Prinz, J. Appl. Phys. **69**, 4795 (1991).
6. V. V. Ustinov, A. B. Rinkevich, L. N. Romashev, and V. I. Minin, J. Magn. Magn. Mater. **177–181**, 1205 (1998).
7. А. Б. Ринкевич, Л. Н. Ромашев, В. В. Устинов, ЖЭТФ **117**, 960 (2000).
8. А. В. Rinkevich, М. А. Milyaev, L. N. Romashev, and D. V. Perov, Phys. Metals Metallography **119**(13), 40 (2018).
9. А. Б. Ринкевич, Я. А. Пахомов, Е. А. Кузнецов, А. С. Клепикова, М. А. Миляев, Л. И. Наумова, В. В. Устинов, Письма в ЖТФ **45**, 42 (2019).
10. L. Dreher et al., Phys. Rev. B **87**, 224422 (2013).
11. A. Layadi, Phys. Rev. B **66**, 184423 (2002).
12. J. Smith and H. G. Beljers, Philips Res. Rep. **10**, 113 (1955).
13. J. O. Artman, Phys. Rev. **105**, 74 (1957).
14. C. Kittel, Phys. Rev. **110**, 1295 (1958).
15. W. S. Ament and G. T. Rado, Phys. Rev. **97**, 1558 (1955).
16. H. Puzskarski, Prog. Surf. Sci. **9**, 191 (1979).
17. H. Puzskarski and P. Tomczak, Surf. Sci. Rep. **72**, 351 (2017).
18. Ю. А. Корчагин, Р. Г. Хлебопрос, Н. С. Чистяков, ФММ **34**, 1303 (1972).
19. A. M. Portis, Appl. Phys. Lett. **2**(4), 69 (1963).
20. E. Schlömann, J. Appl. Phys. **36**, 1193 (1965).
21. Р. С. Исхаков, Л. А. Чеканова, И. Г. Важенина, Изв. РАН, сер. физ. **77**, 1469 (2013).
22. V. A. Ignatchenko and D. S. Tsikalov, in *Abstr. VI Euro-Asian Symp. "Trends in MAGnetism"* (2016), p. 264.
23. Р. С. Исхаков, С. В. Столяр, М. В. Чижик, Л. А. Чеканова, Письма в ЖЭТФ **94**, 325 (2011).
24. Р. С. Исхаков, С. В. Столяр, Л. А. Чеканова, М. В. Чижик, ФТТ **54**, 704 (2012).
25. Ю. А. Корчагин, Р. Г. Хлебопрос, Н. С. Чистяков, ФТТ **14**, 2121 (1972).
26. Н. М. Саланский, М. Ш. Ерухимов, *Физические свойства и применение магнитных пленок*, Наука, Новосибирск (1975).
27. А. Г. Гуревич, *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*, Наука, Москва (1973).
28. В. М. Соколов, Б. А. Тавгер, ФТТ **10**, 1793 (1968).
29. Н. С. Банникова, М. А. Миляев, Л. И. Наумова, В. В. Проглядо, Т. П. Криницина, И. Ю. Каменский, В. В. Устинов, ФММ **116**, 1040 (2015).
30. Н. С. Банникова, М. А. Миляев, Л. И. Наумова, Е. И. Патраков, В. В. Проглядо, И. Ю. Каменский, М. В. Рябухина, В. В. Устинов, ФММ **119**, 1132 (2018).
31. А. В. Rinkevich, М. I. Samoilovich, S. M. Klescheva, D. V. Perov, A. M. Burkhanov, and E. A. Kuznetsov, IEEE Trans. Nanotechnol. **13**(1), 3 (2014).
32. T. Rausch, T. Szczurek, and M. Schlesinger, J. Appl. Phys. **85**, 314 (1999).
33. A. Rinkevich, L. Romashev, M. Milyaev, E. Kuznetsov, M. Angelakeris, and P. Pouloupoulos, J. Magn. Magn. Mater. **317**, 15 (2007).
34. В. В. Устинов, А. Б. Ринкевич, Л. Н. Ромашев, М. А. Миляев, А. М. Бурханов, Н. Н. Сидун, Е. А. Кузнецов, ФММ **99**, 486 (2005).

35. D. P. Belozorov, V. N. Derkach, S. V. Nedukh, A. G. Ravlik, S. T. Roschenko, I. G. Shipkova, S. I. Tarapov, and F. Yildiz, *Int. J. Infrared Milli. Waves* **22**, 1669 (2001).
36. D. E. Endean, J. N. Heyman, S. Maat, and E. Dan Dahlberg, *Phys. Rev.* **84**, 212405 (2011).
37. А. Б. Грановский, А. А. Козлов, Т. В. Багмут, С. В. Недух, С. И. Тарапов, Ж. П. Клерк, *ФТТ* **47**, 713 (2005).
38. J. C. Jackuet and T. Valet, *Mater. Res. Soc. Symp. Proc. Magnetic Ultrathin Films, Multilayers and Surfaces*, USA, San Francisco (1995), Pittsburgh, Pennsylvania (1995), Vol. 384, p. 477.
39. И. Д. Лобов, М. М. Кириллова, Л. Н. Ромашев, М. А. Миляев, В. В. Устинов, *ФТТ* **51**, 2337 (2009).
40. В. В. Устинов, А. Б. Ринкевич, Л. Н. Ромашев, А. М. Бурханов, Е. А. Кузнецов, *ФММ* **96**(3), 52 (2003).
41. Д. В. Перов, А. Б. Ринкевич, *ФММ* **120**, 360 (2019).
42. J. T. Yu, R. A. Turk, and P. E. Wigen, *Phys. Rev. B* **11**, 420 (1975).
43. H. Suhl, *Phys. Rev.* **97**, 555 (1955).
44. P. E. Wigen, C. F. Kooi, M. R. Shanabarger, U. K. Cummings, and M. E. Baldwin, *J. Appl. Phys.* **34**, 1137 (1963).
45. А. Б. Дровосеков, О. В. Жотикова, Н. М. Крейнес, В. Ф. Мещеряков, М. А. Миляев, Л. Н. Ромашев, В. В. Устинов, Д. И. Холин, *ЖЭТФ* **116**, 1817 (1999).
46. C. Kittel, *Phys. Rev.* **73**(2), 155 (1948).
47. И. Г. Важенина, Р. С. Исаков, М. В. Рауцкий, М. А. Миляев, Л. И. Наумова, *ФТТ* **62**, 110 (2020).
48. A. Layadi, *Phys. Rev. B* **63**, 174410 (2001).
49. J. A. Hagmann, K. Traudt, Y. Y. Zhou, X. Liu, M. Dobrowolska, and J. K. Furdyna, *J. Magn. Magn. Mater.* **360**, 137 (2014).
50. А. Станков, в *Физика магнитных пленок* (1968), с. 422–427.
51. Р. С. Исаков, Н. А. Шепета, С. В. Столяр, Л. А. Чеканова, В. Ю. Яковчук, *Письма в ЖЭТФ* **83**, 31 (2006).