

05:06

Гигантский магниторезистивный эффект и магнитный резонанс в отражении электромагнитных волн от наноструктур Fe/Cr

© В.В. Устинов,¹ А.Б. Ринкевич,¹ Л.Н. Ромашев,¹ Е.А. Кузнецов²

¹ Институт физики металлов УрО РАН,
620041 Екатеринбург, Россия

² Нижнетагильская государственная социально-педагогическая академия,
622031 Нижний Тагил, Россия
e-mail: rin@imp.uran.ru

(Поступило в Редакцию 16 мая 2008 г.)

Исследовано влияние гигантского магниторезистивного эффекта и магнитного резонанса на отражение электромагнитной волны от мультислойных наноструктур Fe/Cr. Эксперименты выполнены на частоте от 27 до 38 GHz в магнитных полях до 13 кОе. Показано, что магниторезистивный эффект приводит к увеличению амплитуды отраженной волны, а магнитный резонанс проявляется в виде резкого минимума амплитуды. Проведен теоретический анализ полученных экспериментальных результатов.

PACS: 81.07.-b

Введение

Наногетероструктуры, состоящие из чередующихся слоев ферромагнитного и неферромагнитного металлов нанометровой толщины становятся в настоящее время перспективными объектами научных исследований благодаря их уникальным магнитным и электрическим свойствам. Интерес вызывает, в первую очередь, гигантский магниторезистивный эффект (ГМРЭ). Физическая природа этого эффекта в металлических наноструктурах обусловлена сильным различием вероятности рассеяния электронов проводимости с разным направлением спина относительно вектора намагниченности ферромагнитных слоев. Такого типа наногетероструктуры являются уникальным материалом для изучения возможности управления характеристиками обменного взаимодействия и определения вклада спина электронов в транспортные свойства.

Среди экспериментальных методов, используемых при исследованиях металлических мультислойных наноструктур, весьма эффективными оказались высокочастотные электродинамические методы. Они позволяют, например, относительно просто реализовать прохождение тока в металлической мультислойной наноструктуре как вдоль, так и поперек слоев, и из данных по прохождению электромагнитной волны через наноструктуру получать информацию о ГМРЭ. Микроволновые свойства таких наноструктур зависят как от ориентации магнитных моментов в слоях, так и от характера рассеяния электронов проводимости при переходе их из одного слоя в другой.

Первоначально исследования магнитосопротивления слоистых наноструктур высокочастотными резонансными методами были выполнены на трехслойных пленках Fe/Cr/Fe [1,2]. Затем было установлено взаимно однозначное соответствие между коэффициентом прохождения высокочастотного электромагнитного поля через магнитную сверхрешетку и ее магнитосопротивлением,

было показано, что микроволновое проникновение является высокочастотным аналогом гигантского магниторезистивного эффекта, измеряемого на постоянном токе, протекающем вдоль слоев [3,4]. Высокочастотный аналог ГМРЭ в геометрии „ток перпендикулярен плоскости слоев“ впервые наблюдался в работе [5]. Примерно в это же время микроволновые исследования стали проводиться не только на мультислойных, но и на гранулированных наноструктурах [6]. Дифференциальная модуляционная методика измерения коэффициента отражения электромагнитной волны от тонкопленочного металлического образца, обладающего гигантским магнитосопротивлением, предложена в работе [7]. На сверхрешетке Fe/Cr было показано существование на частоте 70 GHz нерезонансного микроволнового поглощения.

Столь же успешно методика проникновения электромагнитных волн используется и для исследования магнитных резонансов в проводящих тонких пленках. В работе [8] экспериментально обнаружен магнитный антирезонанс. В работе [9] он детально исследован на пленке никеля. Резонансные особенности коэффициента прохождения, соответствующие акустической ветви спектра, экспериментально наблюдались в [10].

Отражение электромагнитных волн от металлических наноструктур исследовано пока значительно меньше. Кроме указанной выше работы [7] следует отметить работу [11], где проведено измерение коэффициента отражения электромагнитных волн от аморфных металлических пленок, а результаты использованы для определения их проводимости.

Недавно нами были также начаты исследования отражения высокочастотных электромагнитных волн от сверхрешеток Fe/Cr, обладающих ГМРЭ, о полученных результатах сообщалось в кратком сообщении [12].

Следует отметить, что высокочастотные исследования ГМРЭ в металлических сверхрешетках позволяют определить физическую природу релаксации электронов,

выявить частотную дисперсию проводимости. Поскольку суммарная толщина металла в металлических мультислойных наноструктурах существенно меньше глубины скин-слоя и обычный для металлов скин-эффект здесь проявляется слабо, то электродинамические свойства таких наноструктур существенно отличаются от свойств толстых пленок, и этот факт представляет самостоятельный научный интерес. Исследования мультислойных наноструктур микроволновыми методами представляют повышенный интерес и в связи с перспективами использования этих материалов в качестве элементов радиоэлектронной техники и магнитных устройств хранения информации. Необходимость повышения быстродействия таких элементов требует постоянного расширения их „рабочего“ спектра частот.

Целью настоящей работы является выполнение более детальных исследований взаимодействия высокочастотных электромагнитных волн с наноструктурами Fe/Cr с использованием методик как отражения, так и прохождения волны, и проведение сопоставления вкладов, обусловленных ГМРЭ, а также магнитным резонансом, в коэффициенты отражения и прохождения.

Теоретический анализ отражения электромагнитных волн от наноструктуры

В экспериментах по определению коэффициентов отражения и прохождения электромагнитных волн металлическая наноструктура помещается в поперечное сечение прямоугольного волновода, работающего на моде H_{10} [4,12]. Эти коэффициенты зависят от соотношения импедансов наноструктуры Z_m и окружающей среды Z , а также от соотношения толщины наноструктуры d и глубины скин-слоя δ . Импеданс металлической наноструктуры для условий нормального скин-эффекта равен $Z_m = [(1+i)/\delta]\rho$, где ρ — удельное электросопротивление наноструктуры, $\delta = (2\rho/\omega\mu\mu_0)^{1/2}$ — глубина скин-слоя, $\omega = 2\pi f$ — круговая частота, μ — относительная динамическая дифференциальная магнитная проницаемость. Импеданс волновода, в который помещена наноструктура, на волне типа H_{10} определяется по формуле

$$Z = (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2} / [1 - (\lambda/\lambda_c)^2]^{1/2}, \quad (1)$$

где $\lambda = c/f$ — длина волны в вакууме, $\lambda_c = 2a$ — критическая длина волны моды H_{10} , a — ширина большей стенки прямоугольного волновода. Согласно [13], для коэффициентов прохождения D и отражения Γ электромагнитной волны можно записать следующие выражения:

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

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

где k_m — волновое число в проводящей среде, $k_m = (1+i)/\delta$. Импеданс хорошо проводящей нанострук-

туры меньше импеданса Z , $|Z_m| \ll Z$. Формулу (2) для коэффициента передачи будем рассматривать для предельного случая $d \ll \delta$, который реализуется на волнах сантиметрового и миллиметрового диапазонов. Возможны две ситуации, когда в знаменателе уравнений (2) преобладает или иное слагаемое. Крайне малым значениям толщины наноструктуры соответствует условие $2Z_m \operatorname{ch} k_m d \gg Z \operatorname{sh} k_m d$. Как было показано в [14], в этом случае $|D| \approx 1 - [2/3(d/\delta)^4]$, а для относительного коэффициента прохождения волны справедливо выражение

$$r_m = \frac{|D(H)| - |D(0)|}{|D(0)|} = -\frac{1}{6} d^4 \omega^2 \mu_0^2 \left(\frac{\mu^2(H)}{\rho^2(H)} - \frac{\mu^2(0)}{\rho^2(0)} \right). \quad (3)$$

Величина r_m мала вследствие неравенства $d \ll \delta$. В этом же предельном случае малых значений толщины наноструктуры

$$\Delta\Gamma \approx 1 - \frac{Z}{2Z_m} \operatorname{th} k_m d, \quad (4)$$

а коэффициент отражения Γ очень мал. Если в знаменателе уравнений (2) имеет место неравенство $2Z_m \operatorname{ch} k_m d \ll Z \operatorname{sh} k_m d$, то коэффициент прохождения и изменение коэффициента отражения выразятся следующими формулами

$$D = \frac{2Z_m}{Z \operatorname{sh} k_m d}, \quad \Delta\Gamma = \frac{2Z_m}{Z} \operatorname{cth} k_m d. \quad (5)$$

В этом, предельном, случае коэффициенты D и Γ действительны, если действительны материальные константы μ и ρ . Они зависят от частоты из-за дисперсии констант и из-за частотной зависимости импеданса волновода Z . Эта зависимость импеданса Z слаба вдали от частоты отсечки волновода $f_c = \frac{c}{2a}$. Из формулы (5) следует, в частности, взаимно однозначное соответствие магниторезистивного эффекта, измеренного на постоянном токе, и коэффициента передачи, если $\mu \approx 1$ [3,4].

Рассмотрим подробнее изменение модуля коэффициента отражения в магнитном поле. Полагаем, что наноструктура обладает магниторезистивным эффектом, а удельное магнитосопротивление ρ на рассматриваемых частотах действительно. Относительная магнитная проницаемость μ содержит действительную μ' и мнимую μ'' части: $\mu = \mu' - i\mu''$, тогда

$$|\Gamma| \approx 1 - \frac{2\rho\mu'}{Zd(\mu'^2 + \mu''^2)} = 1 - \operatorname{Re} D. \quad (6)$$

Получим выражение для относительного изменения этой величины в магнитном поле. Если модуль коэффициента отражения в магнитном поле H обозначить $|\Gamma(H)|$, а при отсутствии поля — $|\Gamma(0)|$, то выражение для модуля относительного коэффициента

отражения γ_m может быть записано в виде

$$\gamma_m = \frac{|\Gamma(H)| - |\Gamma(0)|}{|\Gamma(0)|} = \frac{2\rho}{Zd\mu(0)} \left(1 - \frac{2\rho}{Zd\mu(0)} \right) \times \left[1 - \frac{(1+r)(1+m')}{1+2m'+m'^2+m''^2} \right], \quad (7)$$

где $\mu(0)$ — относительная дифференциальная проницаемость при $H = 0$, $r = [R(H) - R(0)]/R(0)$ — относительное магнитосопротивление, $m' = [\mu(H) - \mu(0)]/\mu(0)$ и $m'' = \mu''(H)/\mu(0)$ — относительные изменения действительной и мнимой частей магнитной проницаемости. Выражение (7) можно также записать в виде

$$\gamma_m = \frac{\text{Re } D(H) - D(0)}{D(0)}. \quad (8)$$

Значение $D(0) = \frac{2\rho}{Zd\mu(0)}$ для металлических пленок толщиной более 10 nm обычно много меньше единицы, $D(0) \ll 1$. Если изменения коэффициента отражения вызваны только магнитосопротивлением наноструктуры, в частности вдали от условий существования магнитного резонанса и при $\mu(0) \approx 1$, вместо (7) можно написать

$$\gamma_m = -D(0)[1 - D(0)]r. \quad (9)$$

Из уравнения (9) видно, что изменения коэффициента отражения имеют знак, противоположный знаку магнитосопротивления r . Эти изменения существенно меньше $|r|$ по величине, но идентичны r по характеру зависимости от напряженности внешнего магнитного поля.

Проанализируем характер изменения коэффициента отражения электромагнитной волны от мультислойной наноструктуры в области магнитных полей, соответствующей магнитному резонансу. При этом будем считать, что в этой области полей магнитосопротивление r изменяется незначительно. В магнитном резонансе $m' = 0$, а m'' имеет максимум. Исходя из уравнения (7) можно сделать вывод, что в данном случае $\gamma_m < 0$. Таким образом, два фактора, влияющие на взаимодействие электромагнитной волны с металлической наноструктурой, приводят к разным знакам изменений коэффициента отражения: ГМРЭ приводит к увеличению коэффициента отражения волны, а магнитный резонанс — к уменьшению. Такое воздействие двух рассмотренных факторов на коэффициент отражения электромагнитной волны от мультислойной наноструктуры отличается от влияния этих же факторов на коэффициент прохождения волны через эту же наноструктуру. Как было ранее показано [10], оба фактора вызывают уменьшение коэффициента прохождения электромагнитной волны через наноструктуру.

Образцы и методика исследований

Использованные при выполнении работы слоистые наноструктуры Fe/Cr выращены в сверхвысоком вакууме

методом молекулярно-лучевой эпитаксии на монокристаллических подложках из оксида магния MgO и сапфира Al₂O₃, имеющих толщину ~ 0.5 mm. Перед напылением наноструктуры на подложку осажден буферный слой Cr толщиной $\sim 80-100$ Å для того, чтобы сгладить шероховатость подложки. На буферном слое Cr при температуре подложки 180°C поочередно выращивались слои Fe и Cr. Скорость роста слоев составляла около 1.5 Å/min. Исследования выращенных наноструктур методом малоугловой дифракции рентгеновских лучей показали их периодическую структуру. Подробные сведения о технологии получения слоистых наноструктур и сверхрешеток Fe/Cr, о их атомной структуре, магнитных и магниторезистивных свойствах приведены нами в опубликованных работах (см., например, [15,16]).

В настоящей работе использованы три наноструктуры: 1) сверхрешетка [Cr(18 Å)/Fe(28 Å)]₁₂/Cr(77 Å)/MgO — образец № 1; 2) сверхрешетка [Cr(13 Å)/Fe(29 Å)]₄/Cr(82 Å)/MgO — образец № 2; 3) наноструктура Cr(105 Å)/Fe(146 Å)/Cr(43 Å)/Fe(144 Å)/Cr(98 Å)/Al₂O₃ — образец № 3.

В приведенных обозначениях наноструктур цифры в круглых скобках указывают толщину слоев, а нижние индексы у квадратных скобок — количество пар слоев. Ориентация плоскости монокристаллических подложек из MgO, на которой выращивались сверхрешетки, была (100).

Необходимые при изучении высокочастотных свойств сверхрешеток статические магниторезистивные характеристики определялись из измерений на постоянном токе обычным четырехконтактным способом. Относительное магнитосопротивление рассчитывалось по формуле $r = [R(H) - R(0)]/R(0) \cdot 100\%$, где $R(H)$ — электросопротивление в магнитном поле H . Зависимости $r(H)$ для сверхрешеток (образцы № 1 и 2) приведены на рис. 1. На основании довольно большого изменения магнитосо-

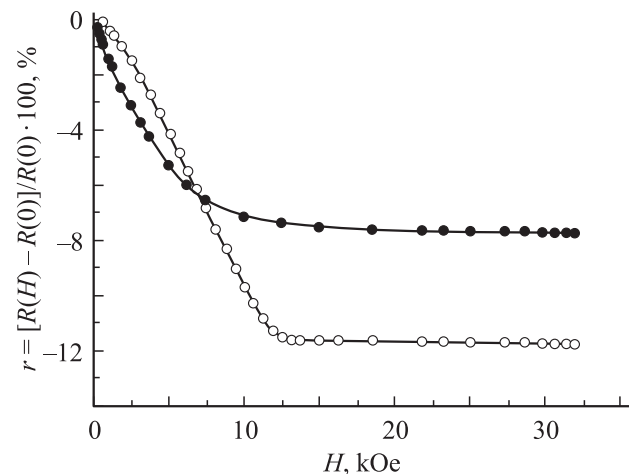


Рис. 1. Полевые зависимости относительного магнитосопротивления сверхрешеток [Cr(18 Å)/Fe(28 Å)]₁₂/Cr(77 Å)/MgO — образец № 1 (●) и [Cr(13 Å)/Fe(29 Å)]₄/Cr(82 Å)/MgO — образец № 2 (○).

противления в магнитном поле можно заключить, что данные сверхрешетки обладают ГМРЭ.

Микроволновые измерения коэффициента прохождения выполнены в частотном диапазоне 26–38 GHz по методике, описанной в работе [4]. Образец сверхрешетки помещался в поперечное сечение прямоугольного волновода. Изменялись изменение модуля коэффициента передачи D волновода с образцом при изменении напряженности внешнего постоянного магнитного поля H и величина $r_m = [|D(H)| - |D(0)|]/|D(0)| \cdot 100\%$ — относительное изменение модуля коэффициента передачи в магнитном поле. Магнитное поле прикладывалось в плоскости сверхрешетки параллельно либо широкой, либо узкой стороне волновода. В первом случае вектор постоянного магнитного поля \mathbf{H} лежит в той же плоскости, что и вектор переменного магнитного поля волны \mathbf{H}_\sim . Во втором случае вектор \mathbf{H} перпендикулярен \mathbf{H}_\sim . Кроме того, была развита методика измерения коэффициента отражения Γ электромагнитных волн миллиметрового диапазона от металлических наноструктур, и измерялось изменение модуля коэффициента отражения от напряженности магнитного поля. Определялась величина $\gamma_m = [|\Gamma(H)| - |\Gamma(0)|]/|\Gamma(0)| \cdot 100\%$. Все измерения в настоящей работе были выполнены при комнатной температуре.

Результаты измерений и их обсуждение

Были проведены исследования полевых зависимостей коэффициентов отражения и прохождения электромагнитных волн миллиметрового диапазона. Вначале рассмотрим результаты измерений на сверхрешетках Fe/Cr. В них соседние ферромагнитно упорядоченные слои Fe связаны обменным взаимодействием. Поэтому в таких наноструктурах наблюдается ГМРЭ. Микроволновые исследования сверхрешеток дали следующие результаты. Полевая зависимость модуля коэффициента

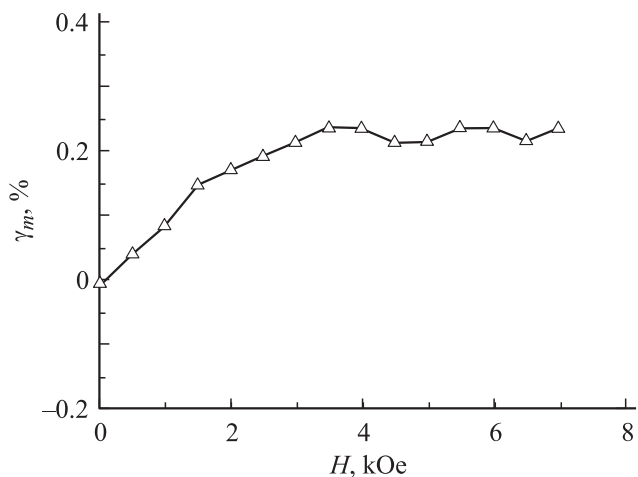


Рис. 2. Полевая зависимость относительного коэффициента отражения микроволн от сверхрешетки $[\text{Cr}(18 \text{ \AA})/\text{Fe}(28 \text{ \AA})]_{12}/\text{Cr}(77 \text{ \AA})/\text{MgO}$, измеренная на частоте 28 GHz.

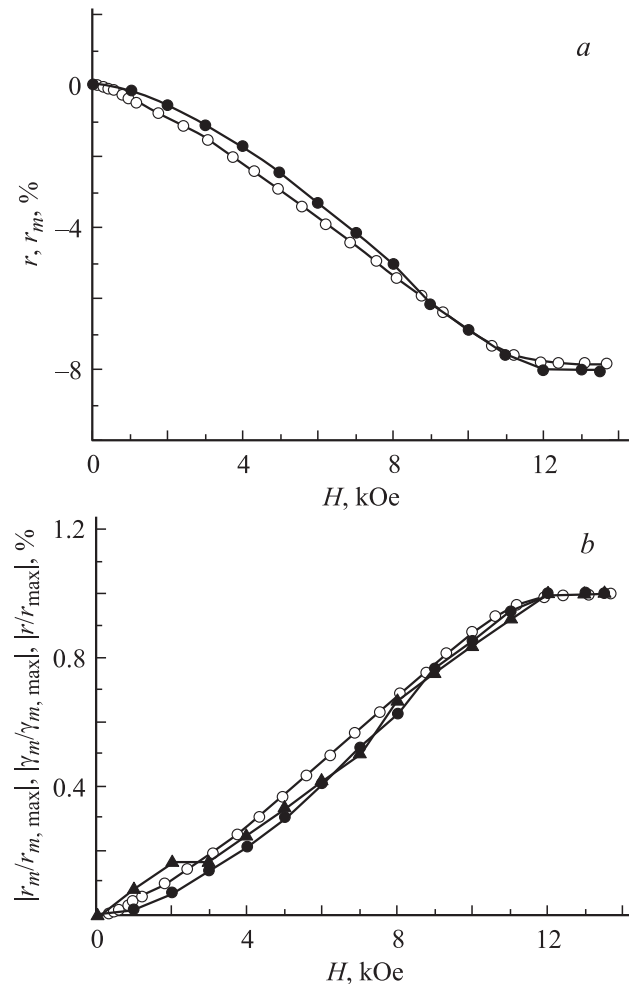


Рис. 3. *a* — сравнение полевых зависимостей относительного магнитосопротивления r (\circ) сверхрешетки $[\text{Cr}(18 \text{ \AA})/\text{Fe}(28 \text{ \AA})]_{12}/\text{Cr}(77 \text{ \AA})/\text{MgO}$ и относительного коэффициента прохождения r_m (\bullet) через нее электромагнитной волны; *b* — сравнение нормированных полевых зависимостей модулей относительного магнитосопротивления (\circ) и относительных коэффициентов прохождения (\bullet) и отражения γ_m (\blacktriangle) электромагнитной волны для сверхрешетки Fe/Cr.

отражения волн от образца № 1, измеренная на частоте $f = 28 \text{ GHz}$, показана на рис. 2. Видно, что в магнитном поле модуль коэффициента отражения увеличивается и достигает насыщения у данной сверхрешетки в полях $\sim 3\text{--}4 \text{ kOe}$. Монотонное увеличение коэффициента отражения вызвано магниторезистивным эффектом, как и предписывает формула (9). Резонансных изменений коэффициента отражения, обусловленных магнитным резонансом, на этой зависимости не видно. Результаты исследования микроволновых свойств образца № 2 получились следующими.

На рис. 3 полевые зависимости коэффициентов отражения и прохождения на частоте $f = 32 \text{ GHz}$ сопоставлены со статическим относительным магнитосопротивлением. Взаимно однозначное соответствие параметров $r(H)$ и $r_m(H)$ иллюстрирует рис. 3, *a*. Это

вполне соответствует результатам, полученным ранее в [4,10,14]. Магнитный резонанс в условиях, при которых получены данные рис. 3, тоже не проявляется.

Сопоставим форму полевой зависимости нормированных на единицу модуля относительного коэффициента прохождения $|r_m/r_{m,\max}|$, относительного коэффициента отражения $|\gamma_m/\gamma_{m,\max}|$ и относительного магнитосопротивления, $|r/r_{\max}|$, где $r_{m,\max}$, $\gamma_{m,\max}$ и r_{\max} — максимальные значения относительного коэффициента прохождения, относительного коэффициента отражения и относительного магнитосопротивления, соответствующие магнитному насыщению образца. Рис. 3, *b* показывает сходство этих функций, что и должно быть, согласно уравнениям (8) и (9).

На рис. 4 показана частотная зависимость максимальных значений коэффициентов прохождения r_m и отражения γ_m . Видно, что эти величины в исследованном интервале частот слабо зависят от частоты, причем значения, полученные при двух ориентациях внешнего магнитного поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{H}_{\sim}$ и $\mathbf{H} \perp \mathbf{H}_{\sim}$, отличаются незначительно. Слабая частотная зависимость коэффициентов отражения и прохождения, а следовательно и их изменений в магнитном поле, предсказана формулами (5).

Сопоставление полевых зависимостей относительного коэффициента отражения (рис. 2) и относительного магнитосопротивления (рис. 1) показывает их качественное совпадение и дает основание полагать, что наблюдаемые изменения коэффициента отражения обусловлены ГМРЭ.

Образец № 3 — это наноструктура Cr(105 Å)/Fe(146 Å)/Cr(43 Å)/Fe(144 Å)/Cr(98 Å)/Al₂O₃. Два слоя железа в этой наноструктуре разделены слоем хрома толщиной 43 Å. Это достаточно толстый слой, поэтому обменное взаимодействие слоев железа слабое. Эффект гигантского магнитосопротивления в этой нанострукту-

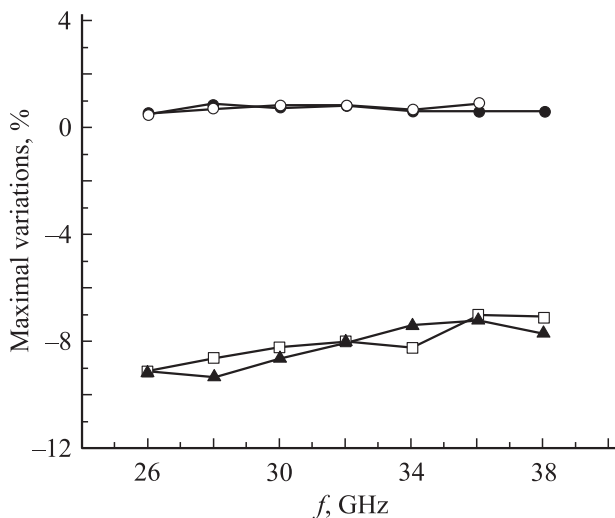


Рис. 4. Частотные зависимости максимальных изменений относительных коэффициентов отражения (\bullet — $\mathbf{H} \parallel \mathbf{H}_{\sim}$, \circ — $\mathbf{H} \perp \mathbf{H}_{\sim}$) и прохождения (\square — $\mathbf{H} \perp \mathbf{H}_{\sim}$, \triangle — $\mathbf{H} \parallel \mathbf{H}_{\sim}$) электромагнитной волны через сверхрешетку [Cr(13 Å)/Fe(29 Å)]₄/Cr(82 Å)/MgO.

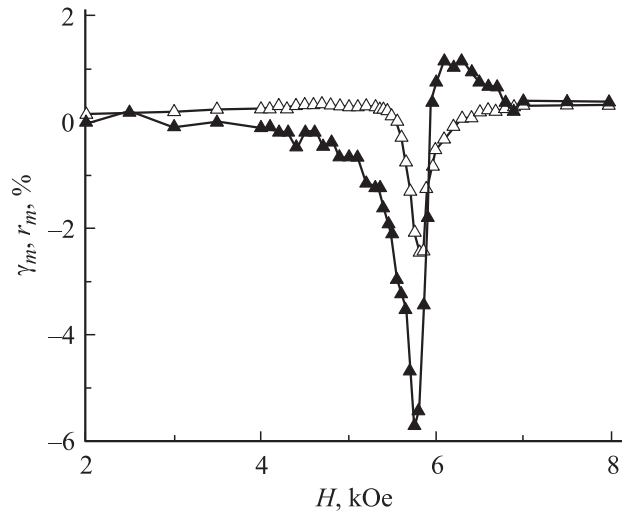


Рис. 5. Полевые зависимости относительных коэффициентов отражения (Δ) и прохождения (\blacktriangle) электромагнитной волны для слоистой наноструктуры Cr(105 Å)/Fe(146 Å)/Cr(43 Å)/Fe(144 Å)/Cr(98 Å)/Al₂O₃.

ре отсутствует. Магнитные моменты в слоях железа упорядочены ферромагнитно. Это позволяет наблюдать магнитный резонанс в прохождении и отражении микроволн.

Результаты измерения полевой зависимости относительных коэффициентов отражения и прохождения через эту наноструктуру, измеренные на частоте 37 GHz, показаны на рис. 5. Магнитный резонанс как в прохождении, так и в отражении микроволн проявляется в резком уменьшении соответствующего коэффициента, что следует теоретически из формулы (7). Форма полевой зависимости коэффициентов отражения и прохождения несколько различна, и несколько смещено положение минимумов по магнитному полю. Величина резонансной особенности в прохождении волн больше, чем в отражении.

Заключение

Теоретически и экспериментально исследовано влияние эффекта гигантского магнитосопротивления и магнитного резонанса, характерных для слоистых металлических наноструктур, на коэффициент отражения от них высокочастотных электромагнитных волн. Показано, что магниторезистивный эффект приводит к увеличению модуля коэффициента отражения волн и к уменьшению модуля коэффициента прохождения. Магнитный резонанс обусловлен резонансным увеличением диссипативной мнимой составляющей магнитной проницаемости, поэтому он сопровождается потерями электромагнитной энергии в наноструктуре и выражается в уменьшении коэффициентов как отражения, так и прохождения.

Установлено, что для сверхрешеток, обладающих ГМРЭ, изменения модуля коэффициента отражения

электромагнитной волны по величине значительно меньше, чем изменения модуля коэффициента прохождения. Тем не менее, учитывая продемонстрированную в настоящей работе полную идентичность характера полевых зависимостей магнитосопротивления, измеряемого на постоянном токе, и коэффициентов как прохождения, так и отражения электромагнитных волн, взаимодействующих с магнитной сверхрешеткой, можно более уверенно говорить о существовании микроволновых аналогов ГМРЭ.

Авторы благодарят Миляева М.А. и Бурханова А.М. за помощь в приготовлении образцов для исследований.

Данная работа выполнена по теме „СПИН“ (№ гос. регистрации 01.2.00613391) при частичной поддержке РФФИ (грант № 07-02-01289) и президиума РАН (программы: „Спинтроника“ и „Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов“).

Список литературы

- [1] *Krebs J.J., Lubitz P., Chaiken A., Prinz G.A.* // J. Appl. Phys. 1991. Vol. 69. N 8. Pt. II. P. 4795–4797.
- [2] *Kuanr B.K., Kuanr A.V., Grunberg P., Nimitz G.* // Phys. Lett. 1996. Vol. 221A. N 3–4. P. 245–252.
- [3] *Ustinov V.V., Rinkevich A.B., Romashev L.N., Minin V.I.* // JMMM. 1998. Vol. 177–181. P. 1205–1206.
- [4] *Ринкевич А.Б., Ромашев Л.Н., Устинов В.В.* // ЖЭТФ. 2000. Т. 90. № 5. С. 834–841.
- [5] *Ustinov V.V., Rinkevich A.B., Romashev L.N.* // JMMM. 1999. Vol. 198–199. N 6. P. 82–84.
- [6] *Rausch T., Szczurek T., Schlesinger M.* // J. Appl. Phys. 1999. Vol. 85. N 1. P. 314–318.
- [7] *Frait Z., Sturč P., Temst K., Bruynseraede Y., Vavra I.* // Solid State Comm. 1999. Vol. 112. P. 569–573.
- [8] *Гейнрих Б., Мещеряков В.Ф.* // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 9. Вып. 11. С. 618–622.
- [9] *Dewar G., Heinrich B., Cochran J.F.* // Canadian J. of Phys. 1977. Vol. 55. N 9. P. 821–833.
- [10] *Rinkevich A.B., Romashev L.N., Ustinov V.V., Kuznetsov E.A.* // JMMM. 2003. Vol. 254–255. P. 603–607.
- [11] *Антонец И.В., Котов Л.Н., Некипелов С.В., Карпушов Е.Н.* // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 11. С. 102–106.
- [12] *Устинов В.В., Ринкевич А.Б., Ромашев Л.Н., Кузнецов Е.А.* // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. Вып. 18. С. 23–31.
- [13] *Семенов Н.А.* Техническая электродинамика. М.: Связь, 1972. 480 с.
- [14] *Устинов В.В., Ринкевич А.Б., Ромашев Л.Н., Миляев М.А., Бурханов А.М., Сидун Н.Н., Кузнецов Е.А.* // ФММ. 2005. Т. 99. № 5. С. 44–55.
- [15] *Устинов В.В., Ромашев Л.Н., Минин В.И., Семериков А.В., Дель А.Р.* // ФММ. 1995. Т. 80. Вып. 2. С. 71–80.
- [16] *Ustinov V.V., Bebenin N.G., Romashev L.N., Minin V.I., Milyaev M.A., Del A.R., Semerikov A.V.* // Phys. Rev B. 1996. Vol. 54. N 22. P. 19958–19966.