

УДК 537.635; 537.874.3

## ГИГАНТСКИЙ ЭФФЕКТ НЕВЗАИМНОСТИ ДЛЯ МИКРОВОЛНОВОГО МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ СВЕРХРЕШЕТОК (CoFe)/Cu

© 2022 г. Академик РАН В. В. Устинов<sup>1</sup>, член-корреспондент РАН А. Б. Ринкевич<sup>1,\*</sup>,  
М. А. Миляев<sup>1</sup>, Е. А. Кузнецов<sup>1,2</sup>, Д. В. Перов<sup>1</sup>

Поступило 05.04.2022 г.  
После доработки 05.04.2022 г.  
Принято к публикации 09.06.2022 г.

Исследован микроволновой гигантский магниторезистивный эффект в отражении волн от системы сверхрешетки (CoFe)/Cu-подложка. На частотах 26–38 ГГц измерена зависимость коэффициента отражения от напряженности магнитного поля. Обнаружена невязимость в отражении волн, в условиях которой микроволновой гигантский магниторезистивный эффект может усиливаться.

*Ключевые слова:* магнитные сверхрешетки, гигантский магниторезистивный эффект, микроволны, коэффициент отражения, невязимость

**DOI:** 10.31857/S2686740022070094

Микроволновой гигантский магниторезистивный эффект ( $\mu\text{GMR}$ ) успешно используется для исследования металлических наноструктур. Этот эффект в отражении микроволн был обнаружен в работе [1] и в последующих работах был подробно изучен [2–4]. В этих работах было установлено, что зависимость модуля коэффициента отражения от магнитного поля подобна относительному магнитосопротивлению, измеренному на постоянном токе, но имеет противоположный знак. Величина  $\mu\text{GMR}$  в отражении значительно меньше, чем относительное магнитосопротивление [5]. Одна из причин этого заключается в том, что модуль коэффициента отражения от металлической сверхрешетки достаточно велик. Максимальный коэффициент отражения не может превышать единицы, и при наложении внешнего магнитного поля он возрастает из-за увеличения проводимости. В этом сообщении рассмотрена возможность использовать эффект невязимости для увеличения  $\mu\text{GMR}$ . Невязимость при распространении волн хорошо известна в оптике [6]. Невязимые оптические эффекты во внешнем магнитном поле рассмотрены в [7]. Невязимость при распространении волн в материальной среде может проявляться в амплитуде, фазе или поляризации волны. В диапазоне микроволн на поляризационной невязимости основано действие

вентиля на эффекте Фарадея [8]. Невязимость может проявляться в отсутствие симметрии в эффективности возбуждения спиновых волн полосковой антенной [9]. Смена направления магнитного поля приводит к смене направления более эффективного возбуждения спиновой волны на противоположное. В работах [10, 11] были достигнуты уменьшение затухания спиновых волн и усиление эффекта невязимости.

В данной работе исследуется невязимость в распространении и отражении микроволн от системы металлическая сверхрешетка/диэлектрическая подложка. Идея увеличения  $\mu\text{GMR}$  состоит в том, чтобы осуществить падение волны сначала на диэлектрическую подложку, чтобы уменьшить коэффициент отражения, а толщину подложки выбрать такой, чтобы в ней было возможно образование стоячих волн при кратности ее толщины четвертьволновой пластине. Эксперименты выполнены со сверхрешетками (CoFe)/Cu, выращенными на подложке из стекла. Микроволновые эксперименты проведены в интервале частот от 26 до 38 ГГц.

Образцы сверхрешеток выращены методом магнетронного распыления на установке MPS-4000-С6. Состав сверхрешетки и толщины слоев выражаются формулой  $\text{Ta}(3)/[\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(1.5)/\text{Cu}(0.9)]_6/\text{PyCr}(5)/\text{glass}$ . Толщины слоев в нанометрах указаны в круглых скобках. У квадратных скобок указано число пар слоев – 6. Сверхрешетка выращена из слоев сплава  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$  с прослойками из меди. Толщина слоев меди выбрана из условия обеспечения антипараллельного упорядочения соседних слоев  $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ . Такие сверхрешетки обладают очень вы-

<sup>1</sup> Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup> Российский государственный профессионально-педагогический университет, Екатеринбург, Россия

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

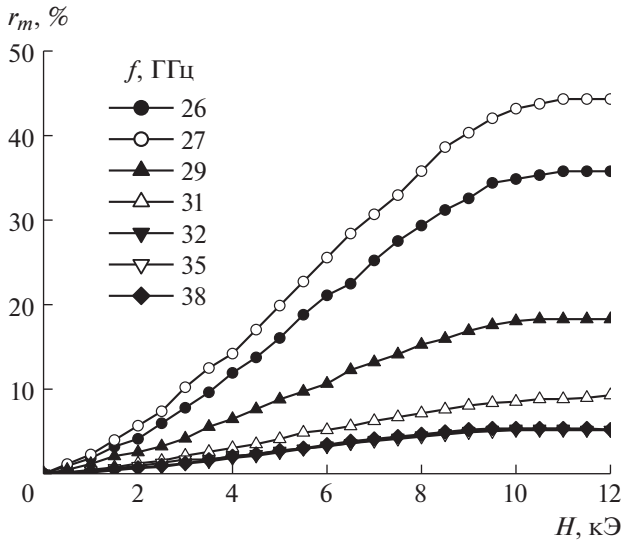


Рис. 1. Относительные изменения модуля коэффициента отражения в магнитном поле. Толщина подложки 4 мм, вариант падения волны GSM.

соким магнитосопротивлением [5]. Сверхрешетки выращены на подложке из стекла Corning толщиной 0.5 мм. Между подложкой и сверхрешеткой находится буферный слой RuCr – (Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>)<sub>60</sub>Cr<sub>40</sub> из сплава пермаллой-хром. У одного из образцов к подложке приклеено еще 7 слоев из того же стекла, так что суммарная толщина диэлектрика составляла 4 мм. Относительное магнитосопротивление образцов

$$\rho(H) = \frac{r(H) - r(0)}{r(0)} \cdot 100\%,$$

где  $r(H)$  – сопротивление в поле  $H$ ,  $r(0)$  – сопротивление при  $H = 0$ , это функция магнитного поля с полем насыщения около 10.5 кЭ. Величина магнитосопротивления в насыщении составляет 34%.

Микроволновые измерения выполнены в интервале частот 26–38 ГГц по методике, описанной в [3, 5]. Образец помещался в поперечное сечение прямоугольного волновода, полностью его перекрывая. Коэффициент отражения микроволн  $R$  и его зависимость от магнитного поля измерялись с помощью панорамного измерителя амплитудно-частотных характеристик. Магнитное поле прикладывалось в плоскости сверхрешетки перпендикулярно направлению распространения волн. Относительные изменения модуля коэффициента отражения в магнитном поле характеризуются параметром

$$r_m(H) = \frac{|R(H)| - |R(0)|}{|R(0)|} \cdot 100\%.$$

Рассматривались два варианта падения волны на образец:

1. Волна сначала падает на металл сверхрешетки, это вариант GSM (генератор–металл–подложка);

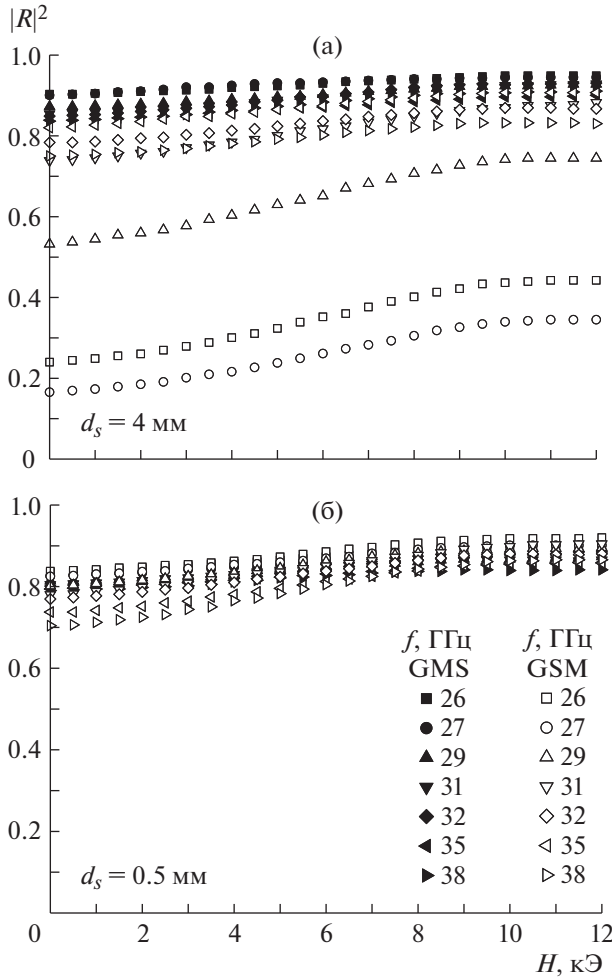
2. Волна падает сначала на подложку, это вариант GMS (генератор–подложка–металл). Результаты измерений для образца с подложкой толщиной 4 мм в случае GSM показаны на рис. 1.

Изменения коэффициента отражения, показанные на рис. 1, значительно превышают значения, измеренные ранее [2–5]. Отличие условий эксперимента, показанного на рис. 1, от цитированных работ состоит в том, что волна падает сначала на диэлектрическую подложку. Кроме этого, использована подложка большой толщины 4 мм. Изменения коэффициента отражения в магнитном поле вызваны эффектом  $\mu$ GMR. Особенно большие изменения зафиксированы на частоте  $f = 27$  ГГц, где они в насыщении достигают 44%. Заметим, что на частоте 27 ГГц выполняется условие четвертьволновой пластины, т.е. толщина подложки  $d_s = 3\lambda/4$ , где  $\lambda$  – длина волны. На частотах, значительно отличающихся от 27 ГГц, величина изменений оказывается меньше.

На рис. 2 показаны результаты измерения коэффициентов отражения для двух образцов с толщинами подложек 4 мм (а) и 0.5 мм (б). Эффект  $\mu$ GMR наблюдается во всех вариантах, но его величина различна. Поле насыщения  $\mu$ GMR во всех случаях составляет 10–11 кЭ. Заполненными символами на рис. 2 показан вариант GSM, а незаполненными – вариант GMS. Если сравнивать величину изменений  $R$  между нулевым полем и насыщением, то на любой выбранной частоте величина изменений для образца с подложкой 4 мм больше, чем с подложкой 0.5 мм. Можно отметить также, что величина изменений для одного и того же образца для варианта GSM больше, чем для варианта GMS. Это является свидетельством не взаимности в отражении волн от системы (сверхрешетка/подложка). Эффект не взаимности присутствует и без магнитного поля. Например, из рис. 2а видно, что коэффициент отражения при  $H = 0$  на частоте 27 ГГц в варианте GSM составляет  $\sim 0.18$ , а в варианте GMS  $\sim 0.83$ . В магнитном поле для этого же образца на частоте 27 ГГц максимальная величина изменений коэффициента отражения в магнитном поле составляет 44% в варианте GSM и 2.4% в варианте GMS. Не взаимность для образца с подложкой 0.5 мм проявляется значительно слабее.

Выполним расчет коэффициента отражения. Комплексный коэффициент отражения  $\hat{R}$  для системы из двух слоев может быть рассчитан, используя формулы, приведенные в [12]:

$$R = \frac{Z_1(Z_2^2 - Z_3^2) \sin \varphi_2 \sin \varphi_3 + i(Z_3(Z_2^2 - Z_1^2) \sin \varphi_2 \cos \varphi_3 + Z_2(Z_3^2 - Z_1^2) \cos \varphi_2 \sin \varphi_3)}{\Delta}, \quad (1)$$



**Рис. 2.** Зависимости коэффициента отражения по мощности от магнитного поля, измеренные на нескольких частотах миллиметрового диапазона при толщине подложки 4 мм (а) и 0.5 мм (б). Символьные обозначения одинаковы для обоих рисунков.

где

$$\Delta = Z_1(2Z_2Z_3 \cos \varphi_2 \cos \varphi_3 -$$

$$R = \frac{Z_1(Z_3^2 - Z_2^2) \sin \varphi_2 \sin \varphi_3 + i(Z_3(Z_2^2 - Z_1^2) \sin \varphi_2 \cos \varphi_3 + Z_2(Z_3^2 - Z_1^2) \cos \varphi_2 \sin \varphi_3)}{\Delta}. \quad (4)$$

Из сравнения формул (1) и (4) можно заключить, что при наличии потерь, т.е. при комплексных значениях импедансов, смена направления распространения падающей волны на противоположное приводит к изменению комплексного коэффициента отражения  $\hat{R}$ , т.е. к амплитудной невязности. Расчет полевой зависимости коэффициента отражения выполнен для пластины с суммарной толщиной металлических слоев  $d = 22.4$  нм, как у образца сверхрешетки, с эффектив-

$$\begin{aligned} & - (Z_2^2 + Z_3^2) \sin \varphi_2 \sin \varphi_3) + \\ & + i(Z_3(Z_1^2 + Z_2^2) \sin \varphi_2 \cos \varphi_3 + \\ & + Z_2(Z_1^2 + Z_3^2) \cos \varphi_2 \sin \varphi_3). \end{aligned} \quad (2)$$

В формулах (1), (2)  $\varphi_j = k_j d_j$  – комплексная фаза слоя с номером  $j$ ,  $d_j$  – толщина этого слоя, а  $Z_j$  – импеданс  $j$ -го слоя. Мы полагаем, что слева и справа от системы сверхрешетка/подложка находится вакуум с импедансом  $Z_1 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$  и волновым

числом  $k_1 = \frac{\omega}{c}$ . Диэлектрическая подложка (среда 3) – диэлектрик с относительной магнитной проницаемостью  $\mu_3 = 1$  и диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_3 = \epsilon_3' - i\epsilon_3''$ . Этим материальным параметрам соответствует комплексное волновое

число  $k_3 = k_3' - ik_3''$ ,  $k_3' = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_3'}$ ,  $k_3'' = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_3''}{2}}$ . Среда 2 – это металлическая сверхрешетка с эффективной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_{eff_2} = \epsilon_{eff_2}' - i\epsilon_{eff_2}''$  и эффективной магнитной проницаемостью  $\mu_{eff_2} = \mu_{eff_2}' - i\mu_{eff_2}''$ . Импеданс этой среды –  $Z_2 = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_{eff_2}'}{\epsilon_0 \epsilon_{eff_2}'}}$ , а волновое число рассчитывается по формулам [13]:

$$\begin{aligned} k_2' &= \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_2 |\mu_{eff_2}'| + \epsilon_2' \mu_{eff_2}' - \epsilon_2'' \mu_{eff_2}''}{2}}, \\ k_2'' &= \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_2 |\mu_{eff_2}''| - \epsilon_2' \mu_{eff_2}'' + \epsilon_2'' \mu_{eff_2}''}{2}}. \end{aligned} \quad (3)$$

Если направление распространения волны изменяется на противоположное, то выражение (1) для коэффициента отражения примет вид

ной проводимостью при  $H = 0$   $\sigma = 2.07 \times 10^6$  См/м и таким же относительным магнитосопротивлением, как у образца сверхрешетки. Параметры подложки  $d_s = 4$  мм, диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_s = 5$ . Результат расчета показан на рис. 3. Заполненными символами на рис. 3 показан вариант GMS, а незаполненными – вариант GSM. Расчет показывает, что коэффициент отражения в варианте GMS изменяется значительно меньше, чем в варианте GSM. Сравнивая результаты

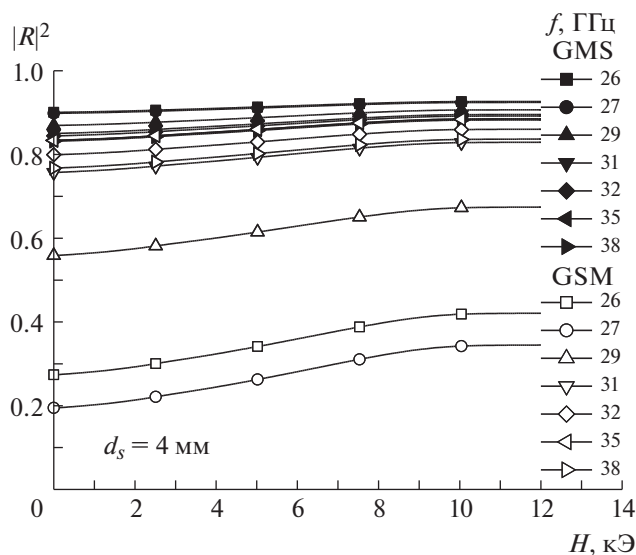


Рис. 3. Рассчитанные зависимости коэффициента отражения от магнитного поля для образца с подложкой толщиной 4 мм.

расчета с экспериментом на рис. 2а, можно отметить, что присутствует не только качественное подобие, но и приближенное количественное соответствие.

Проведенные экспериментальные исследования и расчеты показали, что при отражении микроволн от системы (сверхрешетка/подложка) наблюдается невязанность. Невязанность присутствует как при отсутствии внешнего магнитного поля, так и в магнитном поле, в условиях реализации эффекта  $\mu$ GMR. Присутствие невязанности для образца сверхрешетки с подложкой толщиной 4 мм привело к очень значительному, в несколько раз, увеличению  $\mu$ GMR эффекта в отражении в конфигурации, когда волна сначала падает на диэлектрическую подложку, а потом на металлическую сверхрешетку. Усилению  $\mu$ GMR способствует выполнение условия, когда толщина подложки кратна толщине четвертьволновой пластины.

## THE GIANT NONRECIPROcity EFFECT FOR MICROWAVE MAGNETORESISTANCE OF (CoFe)/Cu SUPERLATTICES

Academician of the RAS V. V. Ustinov<sup>a</sup>, Corresponding Member of the RAS A. B. Rinkevich<sup>a</sup>, M. A. Milyaev<sup>a</sup>, E. A. Kuznetsov<sup>a, b</sup>, and D. V. Perov<sup>a</sup>

<sup>a</sup> M.N. Miheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of Russian Academy of Science, Yekaterinburg, Russia

<sup>b</sup> Russian State Vocational Pedagogical University, Yekaterinburg, Russia

The microwave giant magnetoresistance effect for the reflection of waves from the superlattice (CoFe)/Cu-substrate system is investigated. The reflection coefficient dependence on the magnetic field strength is measured within the frequency range of 26–38 GHz. The nonreciprocity of the wave reflection is revealed, that can effect the enhancement of the microwave giant magnetoresistance effect.

**Keywords:** magnetic superlattice, giant magnetoresistance effect, microwaves, reflection coefficient, nonreciprocity

### ИСТОЧНИКИ ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа выполнена в рамках тем “Спин” № АААА-А18-118020290104-2 и “Функция” № АААА-А19-119012990095-0 при частичной поддержке грантов РФФИ № 20-02-00135 и № 20-42-660018.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Frait Z., Sturč P., Temst K., Bruynseraede Y., Vavra I.* // Solid State Comm. 1999. V. 112. № 10. P. 569–573. [https://doi.org/10.1016/S0038-1098\(99\)00392-0](https://doi.org/10.1016/S0038-1098(99)00392-0)
2. *Устинов В.В., Ринкевич А.Б., Ромашев Л.Н., Кузнецов Е.А.* // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. Вып. 18. С. 23–31.
3. *Устинов В.В., Ринкевич А.Б., Ромашев Л.Н., Кузнецов Е.А.* // ЖТФ. 2009. Т. 79. № 8. С. 71–76.
4. *Endean D.E., Heyman J.N., Maat S., Dan Dahlberg E.* // Phys. Rev. B. 2011. V. 84. № 21. 212405. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.84.212405>
5. *Ринкевич А.Б., Кузнецов Е.А., Перов Д.В., Миляев М.А.* // ЖТФ. 2021. V. 91. P. 308–314.
6. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1970. 720 с.
7. *Новиков М.А.* // Кристаллография. 1979. Т. 24. Вып. 4. С. 666–671.
8. *Семенов Н.А.* Техническая электродинамика. М.: Связь, 1973. 480 с.
9. *Demidov V.E., Kostylev M.P., Rott K., Krzyszczyk P., Reiss G., Demokritov S.O.* // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 95. № 11. 112509. <https://doi.org/10.1063/1.3231875>
10. *Yu H., d'Allivy Kelly O., Cros V., Bernard R., Bortolotti P., Anane A., Brandl F., Huber R., Stasinopoulou I., Grundler D.* // Sci. Rep. 2014. V. 4. 6848. <https://doi.org/10.1038/srep06848>
11. *Di K., Feng S.X., Piramanayagam S.N., Zhang V.L., Lim H.S., Ng S.C., Kuok M.H.* // Sci. Rep. 2015. V. 5. 10153. <https://doi.org/10.1038/srep10153>
12. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Изд-во АН СССР, 1957. 504 с.
13. *Гуревич А.Г., Мелков Г.А.* Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994. 464 с.