

Высокочастотные свойства сверхрешеток Fe/Cr с тонкими слоями Cr на волнах миллиметрового диапазона

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

¹ Институт физики металлов УрО РАН,
620990, Екатеринбург, Россия

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

(Поступило в Редакцию 14 сентября 2012 г.)

Исследованы микроволновые свойства многослойных наноструктур Fe/Cr с тонкими слоями хрома (толщиной $t_{Cr} < 1$ nm). Эксперименты выполнены методом проникновения микроволн в диапазоне частот от 26 до 38 GHz. На зависимости коэффициента прохождения микроволн от напряженности постоянного магнитного поля проявляются микроволновой магниторезистивный эффект и магнитный резонанс. По измерениям на разных частотах восстановлен спектр резонанса. Результаты микроволновых измерений проанализированы совместно с результатами магнитных и магниторезистивных измерений.

Введение

Металлические многослойные наноструктуры с чередующимися ультратонкими слоями ферромагнитного и „немагнитного“ металлов стали в последние годы объектами детальных исследований магнитных и магнито-транспортных свойств. При этом особый интерес вызывают исследования мультислойных наноструктур, в которых ферромагнитный металл (компонент) находится либо в ультратонких слоях вблизи порога перколяции, либо в виде отдельных островков-кластеров, хаотически распределенных в плоскости слоя (кластерно-слоистые наноструктуры). Естественно, что кривые намагничивания таких наноструктур содержат магнитные вклады как от участков образца, в которых локально сохраняется магнитное упорядочение соседних слоев ферромагнитного компонента, так и от участков, содержащих лишь отдельные кластеры этого компонента. Магнитные вклады от различных участков наноструктуры по-разному зависят от напряженности внешнего магнитного поля и проявляются не только в ее намагниченности, но и в магнитосопротивлении [1–4].

В работе [5] показано, что магнитосопротивление кластерно-слоистых наноструктур Fe/Cr, имеющих толщину слоев Fe ниже порога перколяции, линейно зависит от напряженности внешнего магнитного поля в довольно широком интервале полей и при этом почти не зависит от направления поля. Другая уникальная особенность кластерно-слоистых наноструктур Fe/Cr с кластерными слоями Fe состоит в том, что их температурный коэффициент электросопротивления может изменять знак. С понижением температуры сопротивление наноструктуры вначале уменьшается, а затем, начиная с некоторой критической температуры, возрастает, и при гелиевой температуре его величина может быть даже больше, чем при начальной (комнатной) температуре. При наложении магнитного поля минимум на темпе-

ратурной зависимости сопротивления уменьшается и при достаточно большой напряженности поля может исчезнуть совсем — подобно тому, как это имеет место у сплавов с эффектом Кондо.

Многослойные металлические наноструктуры, у которых ультратонкие (кластерные) слои сформированы из „немагнитного“ металла (например, сверхрешетки Fe/Cr с ультратонкими слоями Cr), исследованы к настоящему времени значительно меньше. Тем не менее изучение магнито-транспортных свойств таких наноструктур также представляет интерес, вызванный, например, тем, что по мере уменьшения толщины слоя неферромагнитного металла по-разному будут изменяться модули билинейной и биквадратичной обменных констант. Соответственно должно изменяться и магнитосопротивление.

В настоящей работе исследованы магнитные, магниторезистивные и высокочастотные свойства наноструктур Fe/Cr с толщиной слоев Cr как выше, так и ниже порога перколяции. Порог перколяции у наноструктур Fe/Cr, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, проявляется, как показали исследования наноструктур с кластерными слоями Fe [5], при толщинах слоев $\sim (0.4–0.5)$ nm и сильно зависит от качества поверхности подложки. Наш выбор для высокочастотных исследований системы наноструктур Fe/Cr с ультратонкими слоями Cr продиктован тем обстоятельством, что ранее нами уже были детально исследованы микроволновые свойства сверхрешеток Fe/Cr со сплошными слоями Fe и Cr. При выполнении микроволновых экспериментов в настоящей работе использовался апробированный в ранее выполненных работах [6,7] метод проникновения электромагнитных волн через наноструктуру. При этом основным предметом исследований у многослойных наноструктур, имеющих слои Cr с толщиной выше порога перколяции, являлся микроволновой гигантский магниторезистивный (ГМР) эффект. Что же касается исследований наноструктур с толщиной слоев Cr ниже

порога перколяции, то здесь основное внимание было сосредоточено на исследовании магнитного резонанса, поскольку ГМР-эффект у таких структур практически отсутствует. Предстояло выяснить, как зависит амплитуда и ширина линии магнитного резонанса от толщины слоев хрома, которые при малых толщинах можно рассматривать как „немагнитную“ примесь в ферромагнитной матрице железа. В настоящей работе использованы электромагнитные волны миллиметрового диапазона, поскольку при их проникновении через наноструктуру магнитный резонанс проявляется наиболее ярко.

Аттестация образцов

Наноструктуры Fe/Cr были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии в сверхвысоком вакууме на монокристаллических подложках из сапфира (Al_2O_3). На подложке для уменьшения шероховатости ее поверхности вначале формировали из атомов Cr буферный слой толщиной ~ 7 nm, а затем на нем выращивали последовательно слои Fe и Cr нужной толщины. Была приготовлена серия сверхрешеток с номинальной толщиной слоев хрома (t_{Cr}) от 0.4 до 2.5 nm при одинаковой толщине слоев железа, равной 2.6–2.7 nm. Указанная в формулах наноструктур номинальная толщина слоев была рассчитана по скорости и времени их роста. В приготовленной серии сверхрешеток только две имели тонкие (менее 0.9 nm) слои Cr. Одна из них — $[\text{Cr}(0.7 \text{ nm})/\text{Fe}(2.6 \text{ nm})]_{12}/\text{Cr}(6.5 \text{ nm})/\text{Al}_2\text{O}_3$ — содержала слои Cr с номинальной толщиной $t_{\text{Cr}} = 0.7$ nm, что несколько выше порога перколяции, составляющего, как уже отмечалось выше, ~ 0.5 nm, а другая — $[\text{Cr}(0.45 \text{ nm})/\text{Fe}(2.6 \text{ nm})]_{12}/\text{Cr}(6.4 \text{ nm})/\text{Al}_2\text{O}_3$ — имела слои Cr с $t_{\text{Cr}} = 0.45$ nm, что несколько ниже порога перколяции. Наряду со сверхрешетками был приготовлен и исследовался образец $(\text{Cr}(1 \text{ nm})/\text{Fe}(57.3 \text{ nm})/\text{Al}_2\text{O}_3)$, представляющий собой пленку Fe толщиной 57.3 nm, покрытую от окисления на воздухе, как и сверхрешетки, слоем Cr. На этих трех наноструктурах и выполнены в основном экспериментальные исследования в настоящей работе.

Одна из важных задач, решаемых всякий раз при аттестации сверхрешеток и кластерно-слоистых наноструктур, заключается в определении их атомного строения. В настоящей работе искусственная периодичность, создаваемая в наноструктуре чередующимися слоями Fe и Cr, исследовалась методом малоугловой рентгеновской дифракции на дифрактометре „Дрон-3М“. Съемка осуществлялась с использованием CoK_α -излучения. В качестве иллюстрации спектров, получаемых при рентгеновской аттестации наноструктур, на рис. 1 приведена типичная рентгеновская рефлектограмма, снятая на образце сверхрешетки $[\text{Cr}(0.7 \text{ nm})/\text{Fe}(2.6 \text{ nm})]_{12}/\text{Cr}(6.5 \text{ nm})/\text{Al}_2\text{O}_3$. Наблюдаемые на рефлектограмме особенности вблизи угла $2\theta \approx 3.2$ deg указывают на наличие в данной нано-

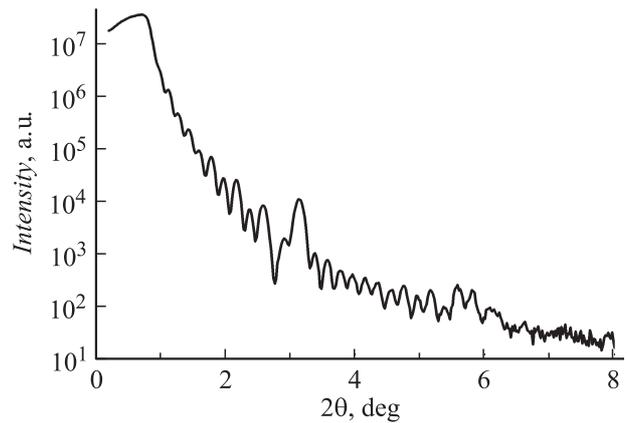


Рис. 1. Малоугловая дифракционная рентгенограмма сверхрешетки $[\text{Cr}(0.7 \text{ nm})/\text{Fe}(2.6 \text{ nm})]_{12}/\text{Cr}(6.5 \text{ nm})/\text{Al}_2\text{O}_3$.

структуре искусственной периодичности. При обработке рентгеновских данных получено значение периода, равное 3.4 nm, что совпадает с величиной, рассчитанной по скорости и времени формирования слоев. На представленном спектре хорошо видно также наличие осцилляций в области углов, меньших 3 deg. Их присутствие свидетельствует о резкости границ между слоями Fe и Cr.

Магнитные и магниторезистивные свойства

Для анализа результатов микроволновых измерений необходимо знать магнитное состояние наноструктур и величину их намагниченности. Эти сведения нами были получены из анализа изотерм намагниченности, измеренных с помощью высокочувствительного вибрационного магнитометра.

На рис. 2, *a* приведена кривая намагничивания сверхрешетки $[\text{Cr}(0.7 \text{ nm})/\text{Fe}(2.6 \text{ nm})]_{12}/\text{Cr}(6.5 \text{ nm})/\text{Al}_2\text{O}_3$, имеющей слои Cr с $t_{\text{Cr}} = 0.7$ nm, что несколько выше порога перколяции. На рис. 2, *b* представлена кривая намагничивания наноструктуры $[\text{Cr}(0.45 \text{ nm})/\text{Fe}(2.6 \text{ nm})]_{12}/\text{Cr}(6.4 \text{ nm})/\text{Al}_2\text{O}_3$, у которой $t_{\text{Cr}} = 0.45$ nm, что несколько ниже порога перколяции. На рис. 2, *c* приведена для сопоставления кривая намагничивания пленки железа $\text{Cr}(1 \text{ nm})/\text{Fe}(57.3 \text{ nm})/\text{Al}_2\text{O}_3$. Сравнивая и анализируя приведенные на рис. 2 кривые намагничивания, можно констатировать следующее. Кривая намагничивания сверхрешетки с $t_{\text{Cr}} = 0.7$ nm является типичной для наноструктур Fe/Cr с неоднородным магнитным упорядочением слоев Fe. В одних участках образца такой сверхрешетки магнитные моменты соседних слоев Fe упорядочены ферромагнитно и магнитное насыщение достигается в слабых магнитных полях, а в других участках этого же образца магнитные моменты соседних слоев Fe ориентированы антипараллельно или под некоторым углом друг к другу, и магнитное насыщение

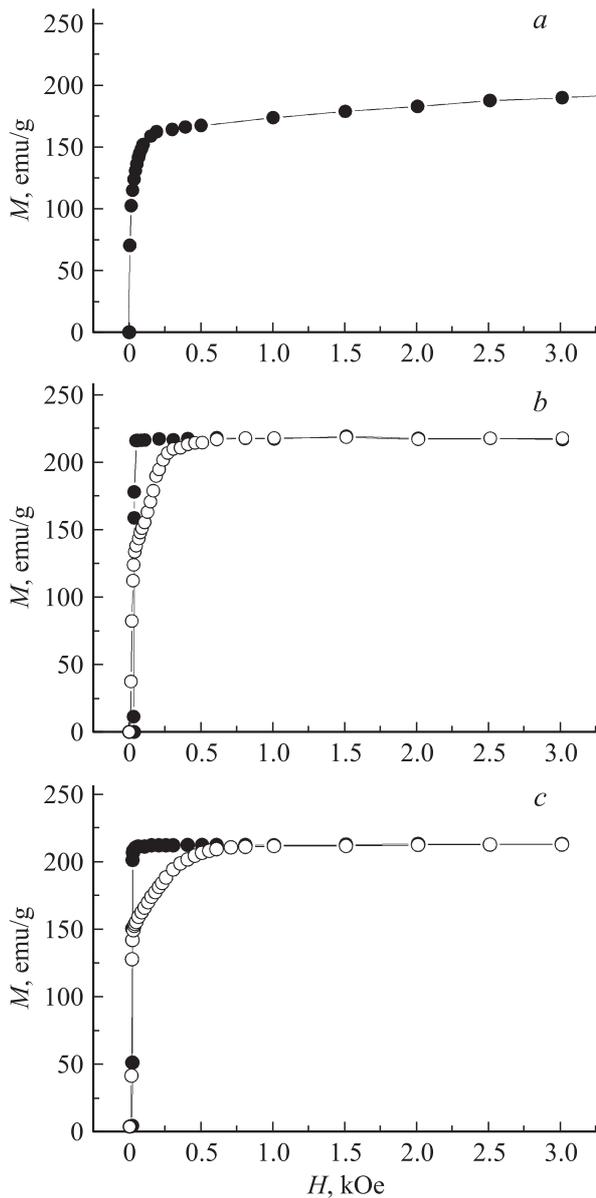


Рис. 2. Кривые намагничивания наноструктур $[\text{Cr}(0.7 \text{ nm})/\text{Fe}(2.6 \text{ nm})]_{12}/\text{Cr}(6.5 \text{ nm})/\text{Al}_2\text{O}_3$ — (a); $[\text{Cr}(0.45 \text{ nm})/\text{Fe}(2.6 \text{ nm})]_{12}/\text{Cr}(6.4 \text{ nm})/\text{Al}_2\text{O}_3$ — (b); $\text{Cr}(1 \text{ nm})/\text{Fe}(57.3 \text{ nm})/\text{Al}_2\text{O}_3$ — (c).

достигается в более сильных полях, что и показывает кривая намагничивания на рис. 2, a. Сопоставление кривых намагничивания, полученных на сверхрешетке с $t_{\text{Cr}} = 0.45 \text{ nm}$ (рис. 2, b) и на пленке Fe (рис. 2, c), показывает их хорошее совпадение как по виду, так и по магнитным характеристикам, в частности по величине намагниченности насыщения и поля насыщения. Это экспериментально наблюдаемое магнитное сходство указывает на то, что сверхрешетка с $t_{\text{Cr}} = 0.45 \text{ nm}$ является ферромагнитной, как обычная пленка Fe, а столь малые по номинальной толщине слои Cr в ней не являются сплошными и состоят из отдельных островков (кластеров), хаотически распределенных в плоскости

слоя. Кластерное состояние слоев Cr позволяет соседним слоям Fe соединяться между собой мостиками (из атомов Fe) и обеспечивать наноструктуре в целом ферромагнитное состояние.

На рис. 3 представлены полевые зависимости магнитосопротивления исследованных в настоящей работе сверхрешеток Fe/Cr. Измерения магнитосопротивления выполнены обычным четырехконтактным методом при комнатной температуре в постоянном магнитном поле (напряженностью до 32 кОе), направленном параллельно плоскости образца (пленки) и току, протекающему в образце. По оси ординат на рис. 3 отложено относи-

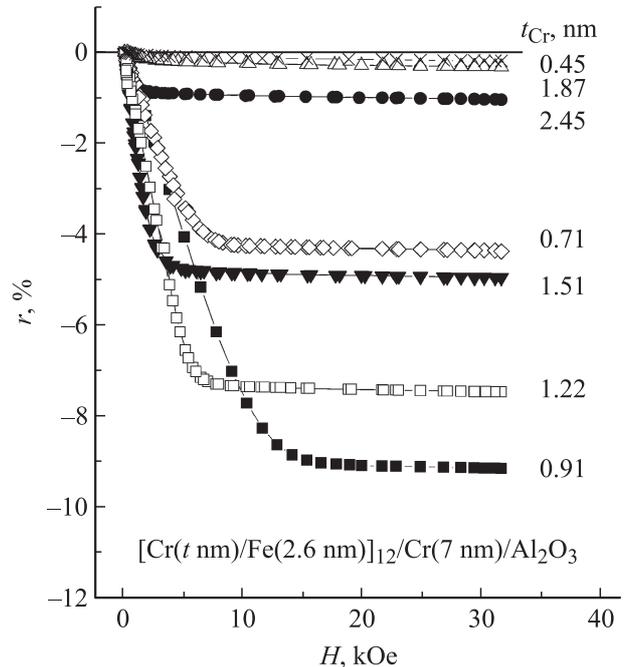


Рис. 3. Полевые зависимости относительного магнитосопротивления наноструктур $[\text{Cr}(t \text{ nm})/\text{Fe}(2.6 \text{ nm})]_{12}/\text{Cr}(7 \text{ nm})/\text{Al}_2\text{O}_3$ с различной толщиной слоев хрома t_{Cr} .

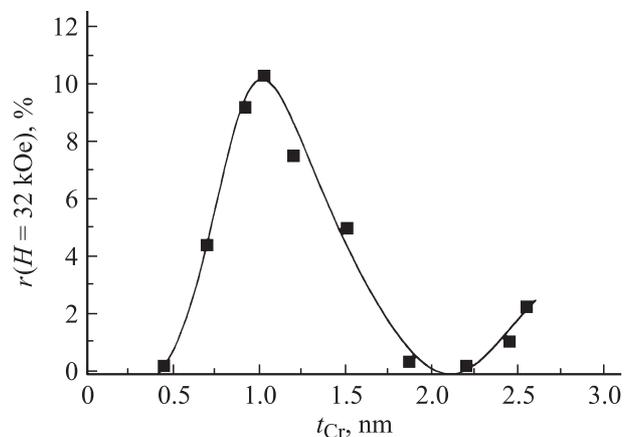


Рис. 4. Зависимость относительного магнитосопротивления наноструктур $[\text{Cr}(t \text{ nm})/\text{Fe}(2.6 \text{ nm})]_{12}/\text{Cr}(7 \text{ nm})/\text{Al}_2\text{O}_3$, измеренного в поле $\mathbf{H} = 32 \text{ kOe}$, от толщины слоев хрома (t_{Cr}).

тельное магнитосопротивление $r = [R(H) - R(0)]/R(0)$, где $R(H)$ — сопротивление образца в магнитном поле H . Видно, что магнитосопротивление наноструктур существенно зависит от толщины слоев Cr. Известно, что эта зависимость носит осциллирующий характер и наибольшая величина магнитосопротивления (ГМР-эффекта) наблюдается у сверхрешеток Fe/Cr с t_{Cr} , равной $\sim (0.9-1.0)$ nm. Зависимость $r(t_{Cr})$, полученная на сверхрешетках Fe/Cr, синтезированных и исследованных при выполнении настоящей работы, показана на рис. 4. Приведенные на рис. 4 значения r получены при $H = 32$ kOe, что соответствует области магнитного насыщения.

Как показывают рис. 3 и 4, образец сверхрешетки с $t_{Cr} = 0.7$ nm имеет довольно большую величину относительного магнитосопротивления ($\sim 4.3\%$). Это указывает на то, что в ней слои хрома сформировались сплошными. Что же касается сверхрешетки с $t_{Cr} = 0.45$ nm, то у нее магнитосопротивление (в отличие от первого образца) очень мало и составляет в поле $H = 32$ kOe всего лишь 0.2% . Это свидетельствует о том, что в сверхрешетках Fe/Cr, слои Cr которых имеют толщину ниже порога перколяции, гигантский магниторезистивный эффект отсутствует.

Результаты микроволновых измерений

При проведении микроволновых измерений использован метод проникновения электромагнитных волн через планарную наноструктуру, изложенный авторами в работах [8,9]. Образец наноструктуры помещается в прямоугольный волновод, как показано на рис. 5. Волновод работает на моде TE₁₀. Направления микроволнового электрического поля E_{\sim} и микроволнового магнитного поля H_{\sim} показаны стрелками. Реализованы два варианта направления постоянного магнитного поля H : (a) H лежит в плоскости H_{\sim} ; (b) $H \perp$ плоскости H_{\sim} . Электромагнитная волна, падая на образец металлической планарной наноструктуры, частично отражается, а частично

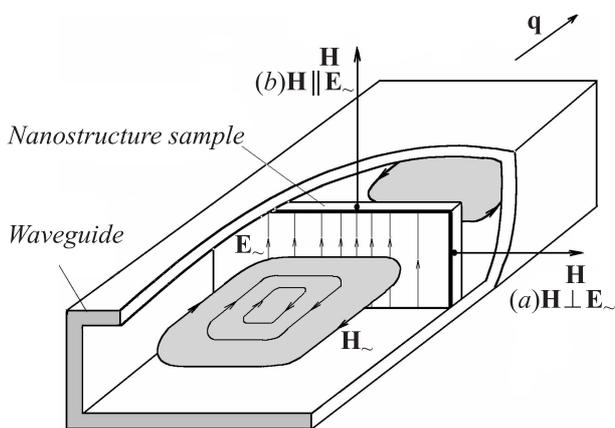


Рис. 5. Схема расположения образца наноструктуры в волноводе при микроволновых измерениях методом проникновения.

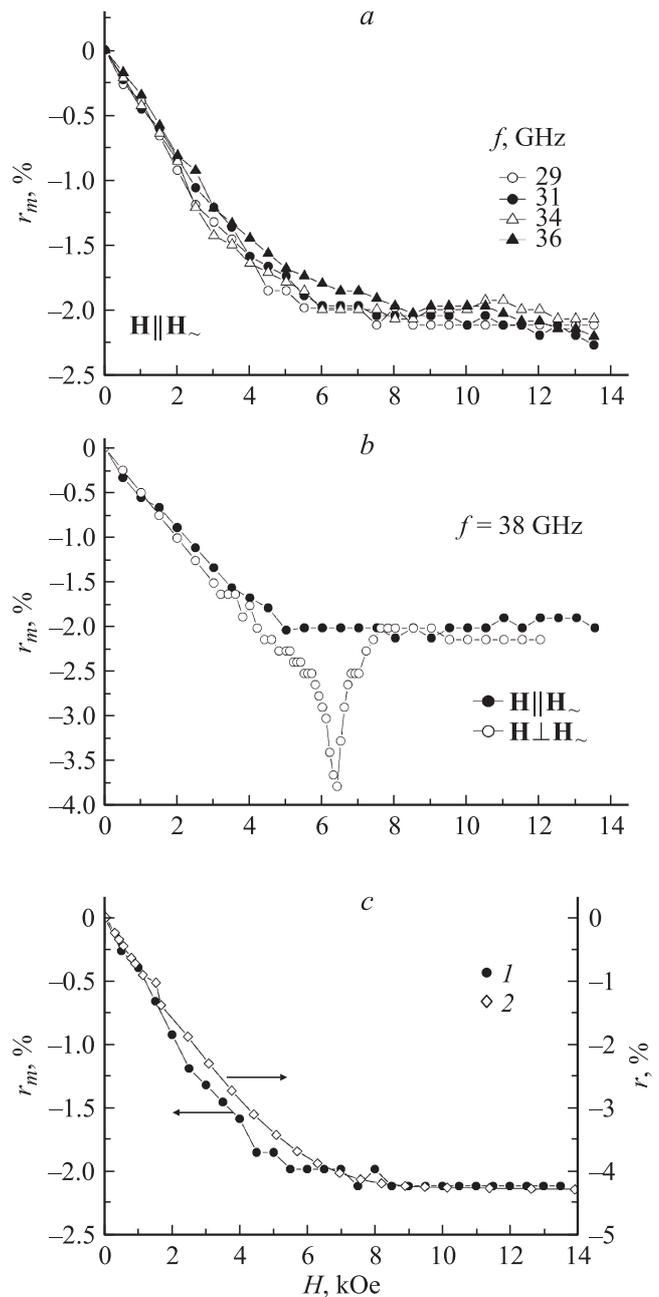


Рис. 6. Полевые зависимости коэффициента прохождения через наноструктуру $[Cr(0.7\text{ nm})/Fe(2.6\text{ nm})]_{12}/Cr(6.5\text{ nm})/Al_2O_3$, измеренные на нескольких частотах при $H \parallel H_{\sim}$ — (a); микроволновой ГМРЭ-эффект и магнитный резонанс у той же наноструктуры — (b); сопоставление микроволнового магнитосопротивления (1) и магнитосопротивления (2), измеренного на постоянном токе — (c).

проходит через него. В методе проникновения измеряется модуль коэффициента прохождения как функция напряженности постоянного магнитного поля $|D(H)|$. Рассчитывается относительное изменение модуля коэффициента прохождения $r_m = [|D(H)| - |D(0)|]/|D(0)|$.

Эксперименты выполнены в диапазоне частот $f = 26-38$ GHz. Результаты исследований микровол-

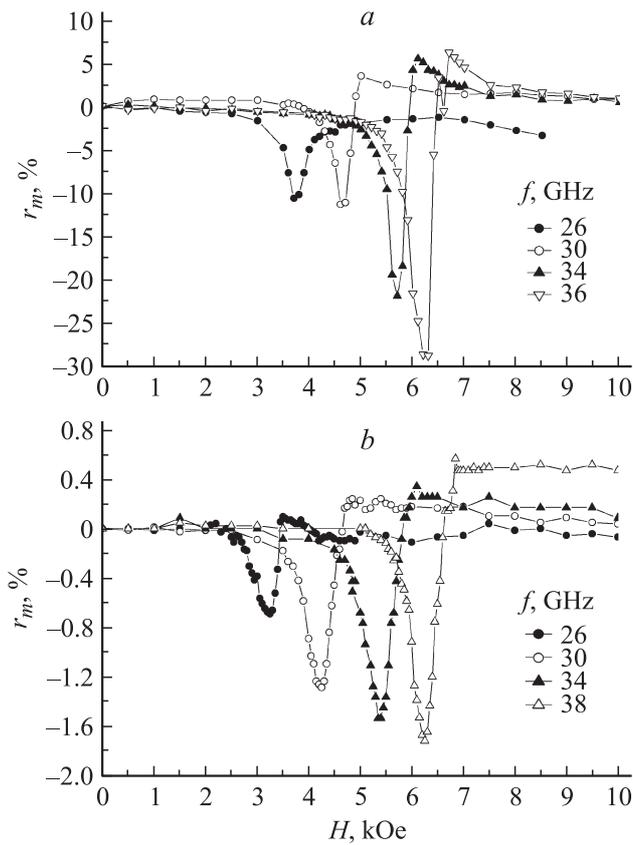


Рис. 7. Магнитный резонанс в проникновении электромагнитных волн. Полевая зависимость коэффициента прохождения электромагнитных волн через пленку железа Cr(1 nm)/Fe(57.3 nm)/Al₂O₃ — (a) и сверхрешетку [Cr(0.45 nm)/Fe(2.6 nm)]₁₂/Cr(6.4 nm)/Al₂O₃ — (b).

нового ГМР-эффекта в сверхрешетках с тонкими слоями Cr приведены на рис. 6. На рис. 6, a показаны результаты измерений этого эффекта в наноструктуре [Cr(0.7 nm)/Fe(2.6 nm)]₁₂/Cr(6.5 nm)/Al₂O₃. Измерения выполнены на нескольких частотах при расположении вектора постоянного магнитного поля в плоскости микроволнового поля. Такой вариант расположения полей выбран, чтобы на результатах не сказывался магнитный резонанс. Результаты, приведенные на рис. 6, a, свидетельствуют о том, что микроволновой ГМР-эффект если и зависит от частоты электромагнитной волны, то весьма слабо. Такая же ситуация наблюдалась нами ранее на сверхрешетках Fe/Cr со сплошными слоями [7]. Сопоставление результатов микроволновых измерений при двух вариантах ориентации постоянного магнитного поля для этой же наноструктуры проведено на рис. 6, b. В случае, когда $\mathbf{H} \perp$ плоскости \mathbf{H}_{\sim} , помимо микроволнового ГМР-эффекта присутствует еще резонансный минимум, вызванный магнитным резонансом. Сопоставление полевых зависимостей коэффициента микроволнового прохождения r_m и относительного магнитосопротивления r , полученных на одном и том же образце [Cr(0.7 nm)/Fe(2.6 nm)]₁₂/Cr(6.5 nm)/Al₂O₃, представлено

на рис. 6, c. Видно, что по характеру эти зависимости хорошо совпадают, но по величине относительное магнитосопротивление, измеренное на постоянном токе, значительно превосходит относительное изменение модуля коэффициента микроволнового прохождения.

Магнитосопротивление наноструктуры [Cr(0.45 nm)/Fe(2.6 nm)]₁₂/Cr(6.4 nm)/Al₂O₃ очень мало, а поэтому и не следует ожидать у нее большого микроволнового магнитосопротивления. Сравнивая результаты микроволновых измерений на этой нанострук-

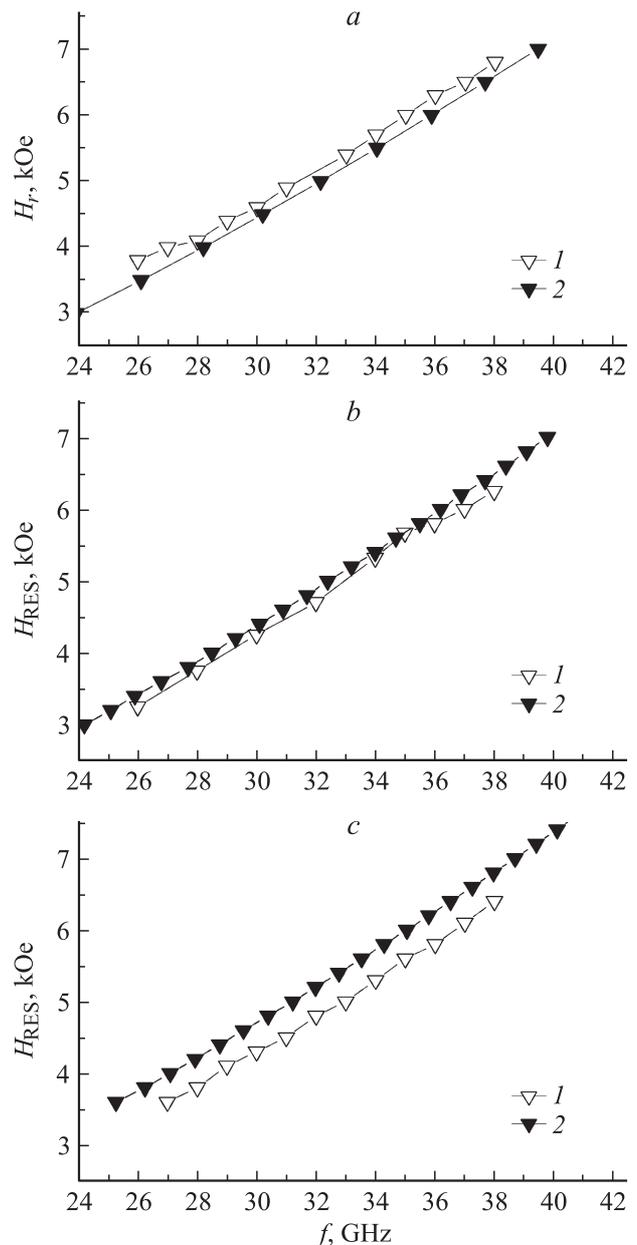


Рис. 8. Спектры магнитного резонанса в проникновении электромагнитных волн через наноструктуры: Cr(1 nm)/Fe(57.3 nm)/Al₂O₃ — (a), [Cr(0.45 nm)/Fe(2.6 nm)]₁₂/Cr(6.4 nm)/Al₂O₃ — (b), [Cr(0.7 nm)/Fe(2.6 nm)]₁₂/Cr(6.5 nm)/Al₂O₃ — (c); 1 — эксперимент, 2 — расчет.

туре с результатами, полученными на пленке железа Cr(1 nm)/Fe(57.3 nm)/Al₂O₃ (рис. 7), следует отметить, что у обеих наноструктур микроволновый ГМР-эффект отсутствует, однако ясно выражены изменения резонансного типа. У пленки железа (рис. 7, а) величина этих изменений в исследованном частотном диапазоне составляет 10–30%, а у сверхрешетки [Cr(0.45 nm)/Fe(2.6 nm)]₁₂/Cr(6.4 nm)/Al₂O₃ намного меньше — 0.7–1.7%. У обеих наноструктур поле резонанса H_{RES} увеличивается с ростом частоты. По изменениям поля резонанса на нескольких частотах можно восстановить спектр резонанса. Результаты для трех наноструктур показаны на рис. 8. Изменения коэффициента прохождения резонансного типа наблюдаются при $\mathbf{H} \perp$ плоскости \mathbf{H}_{\sim} . Исходя из этого факта, а также из зависимости $H_{RES}(f)$, можно сделать заключение, что наблюдаемый минимум коэффициента прохождения вызван однородным магнитным резонансом. Сопоставление экспериментально полученного и рассчитанного спектров резонанса проанализировано ниже.

Обсуждение

Результаты рентгеновских исследований показали наличие искусственной периодичности в исследованных образцах. Результаты магнитных и магниторезистивных измерений позволили сделать заключение о неоднородном магнитном состоянии наноструктур. Полученные данные говорят о том, что в наноструктуре [Cr(0.7 nm)/Fe(2.6 nm)]₁₂/Cr(6.5 nm)/Al₂O₃ толщина слоев Cr выше порога перколяции, а в наноструктуре [Cr(0.45 nm)/Fe(2.6 nm)]₁₂/Cr(6.4 nm)/Al₂O₃ слои Cr имеют нарушения сплошности. Места нарушений заполнены атомами Fe, что приводит к ферромагнитному упорядочению соседних слоев Fe и наноструктуры в целом.

Рассмотрим характерные черты микроволновых свойств наноструктур Fe/Cr с тонкими слоями Cr. В них, так же как и в наноструктурах со сплошными слоями, существуют две физические причины изменений микроволнового коэффициента прохождения. Одна из них — это микроволновой аналог эффекта гигантского магнитосопротивления. Он наблюдается независимо от того, параллельно направлению постоянного магнитного поля \mathbf{H} плоскости микроволнового магнитного поля \mathbf{H}_{\sim} или перпендикулярно. Магнитосопротивление металлических многослойных наноструктур отрицательно; коэффициент прохождения микроволн вследствие наличия ГМР-эффекта в магнитном поле также уменьшается. Показано, что относительное изменение коэффициента прохождения микроволн по величине гораздо меньше относительного магнитосопротивления, измеренного на постоянном токе ($r_m < r$), но по характеру полевой зависимости аналогично ему. Наблюдаемые изменения коэффициента прохождения, возникающие благодаря наличию в исследованных наноструктурах ГМР-эффекта, имеют слабую частотную зависимость. Такие же

особенности наблюдались нами на ранее исследованных сверхрешетках Fe/Cr со сплошными слоями, а также на кластерно-слоистых наноструктурах с ультратонкими слоями Fe. Величина микроволнового ГМР-эффекта, равно как и магниторезистивный эффект, у наноструктур с ультратонкими слоями Cr значительно меньше, чем у наноструктур, имеющих сплошные слои Cr и антиферромагнитное упорядочение соседних слоев Fe.

Вторая причина наблюдаемых микроволновых изменений коэффициента прохождения связана с изменениями поверхностного импеданса наноструктуры в условиях магнитного резонанса. В наноструктурах с тонкими слоями Cr экспериментально наблюдались изменения коэффициента прохождения резонансного типа, если постоянное магнитное поле \mathbf{H} перпендикулярно плоскости микроволнового магнитного поля \mathbf{H}_{\sim} . Амплитуда резонансных изменений коэффициента прохождения у наноструктур с $d_{Cr} = 0.7$ и 0.45 nm намного меньше, чем у пленки Fe. В выполненных экспериментах магнитный резонанс осуществлялся в условиях магнитного насыщения образцов. Ширина линии резонанса для пленки железа Cr(1 nm)/Fe(57.3 nm)/Al₂O₃ лишь немного меньше, чем для сверхрешеток с ультратонкими слоями Cr. В этом есть существенное отличие от сверхрешеток с ультратонкими слоями Fe. В последних ширина линии резонанса в несколько раз больше, чем у наноструктур со сплошными слоями [9]. Кроме того, у них магнитный резонанс на частотах 26–38 GHz приходится на ненасыщенное состояние. Причина этого различия состоит в особенностях магнитного состояния наноструктур. В частности, большая ширина линии магнитного резонанса у сверхрешеток со сверхтонкими слоями Fe вызвана неоднородностями намагниченности прерывистых слоев и отдельных кластеров Fe. Намагниченность сверхрешеток с ультратонкими слоями Cr значительно более однородна.

Проанализируем результаты измерений спектров магнитного резонанса, приведенных на рис. 8. Ранее было установлено, что в наноструктурах наблюдается резонанс, принадлежащий к однородной акустической ветви спектра магнитного резонанса. Спектр этой ветви нетрудно рассчитать, если известна намагниченность. Как показано в [10], спектр акустической ветви можно рассчитать по обычной формуле Киттеля

$$\omega = \gamma[H(H + 4\pi M_s)]^{1/2}, \quad (1)$$

если $H > H_s$. В формуле (1) $\omega = 2\pi f$ — круговая частота, γ — магнитомеханическое отношение, M_s — намагниченность насыщения. Если для намагниченности насыщения использовать данные, полученные выше, то можно рассчитать спектр резонанса в виде зависимости $H_{RES}(f)$ и сопоставить рассчитанные зависимости с экспериментально измеренными (рис. 8). Для пленки железа Cr(1 nm)/Fe(57.3 nm)/Al₂O₃ и наноструктуры [Cr(0.45 nm)/Fe(2.6 nm)]₁₂/Cr(6.4 nm)/Al₂O₃ получено хорошее согласие рассчитанных и измеренных спектров. Различие расчетных и экспериментальных спек-

тров, превышающее погрешности, наблюдается у наноструктуры $[\text{Cr}(0.7 \text{ nm})/\text{Fe}(2.6 \text{ nm})]_{12}/\text{Cr}(6.5 \text{ nm})/\text{Al}_2\text{O}_3$. При какой-либо фиксированной частоте экспериментально измеренное поле резонанса у этой наноструктуры оказалось меньше, чем рассчитанное. Согласно формуле (1), это соответствует тому, что намагниченность, действующая на микроволны, больше, чем статическая. Этот факт противоположен, например, существованию „магнитно-мертвых“ слоев, когда атомы номинально ферромагнитного компонента в интерфейсах дают меньший вклад в намагниченность [11,12]. Одно из возможных объяснений наблюдаемого нами факта большей намагниченности связано с тем, что в интерфейсах магнитный момент атомов может увеличиваться по сравнению с обычным значением [13].

Заключение

Исследованы магнитные, магниторезистивные и микроволновые свойства многослойных наноструктур Fe/Cr с тонкими слоями Cr, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Показано, что наноструктуры с толщиной слоев Cr 0.45–0.7 nm имеют периодическую структуру, причем сплошность слоев хрома с $t_{\text{Cr}} = 0.45 \text{ nm}$ нарушена. По мере уменьшения номинальной толщины слоев Cr первоначально антиферромагнитное упорядочение соседних слоев Fe (при $t_{\text{Cr}} \sim 0.9 \text{ nm}$) становится при $t_{\text{Cr}} = 0.45 \text{ nm}$ ферромагнитным — вследствие нарушений сплошности слоев Cr, чередующихся со слоями Fe. Микроволновые измерения коэффициента прохождения подтвердили существование для этого типа наноструктур микроволнового гигантского магниторезистивного эффекта. По величине этот эффект меньше относительного магнитосопротивления, измеренного в этих же полях на постоянном токе.

В наноструктурах Fe/Cr с ультратонкими слоями Cr наблюдается магнитный резонанс в проникновении микроволн. Амплитуда резонансных изменений в таких наноструктурах значительно меньше, чем в пленке Fe. Ширина линии магнитного резонанса у кластерно-слоистых сверхрешеток с кластерами Cr меньше, чем у сверхрешеток с кластерами Fe. По измерениям поля магнитного резонанса восстановлен спектр. У кластерно-слоистой наноструктуры $[\text{Cr}(0.45 \text{ nm})/\text{Fe}(2.6 \text{ nm})]_{12}/\text{Cr}(6.4 \text{ nm})/\text{Al}_2\text{O}_3$ рассчитанный спектр однородного резонанса хорошо соответствует спектру, полученному экспериментально. У наноструктуры $[\text{Cr}(0.7 \text{ nm})/\text{Fe}(2.6 \text{ nm})]_{12}/\text{Cr}(6.5 \text{ nm})/\text{Al}_2\text{O}_3$ рассчитанный и экспериментальный спектры различаются, причем различие соответствует тому, что эффективная намагниченность, формирующая условие резонанса, больше, чем измеренная статическая намагниченность.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 10-02-00590) и Программы президиума РАН.

Список литературы

- [1] *Schad R., Potter C.D., Bellien P., Verbanck G., Moshchalkov V.V., Bruynseraede Y.* // Appl. Phys. Lett. 1994. Vol. 64. N 25. P. 3500–3502.
- [2] *Lucinski T., Elefant D., Reiss G., Verges P.* // JMMM. 1996. Vol. 162. P. 29–37.
- [3] *Chen Xu, Zhen-Ya Li.* // JMMM. 1999. Vol. 206. P. 113–117.
- [4] *Spizzo F., Angeli E., Bisero D., Vavassori P., Ronconi F.* // JMMM. 2002. Vol. 242–245. Pt. 1. P. 473–475.
- [5] *Ustinov V.V., Romashev L.N., Milyaev M.A., Korolev A.V., Krinitsina T.P., Burkhanov A.M.* // JMMM. 2006. Vol. 300. P. 148–152.
- [6] *Ustinov V.V., Rinkevich A.B., Romashev L.N., Minin V.I.* // JMMM. 1998. Vol. 177–181. P. 1205–1206.
- [7] *Ринкевич А.Б., Ромашев Л.Н., Устинов В.В.* // ЖЭТФ. 2000. Т. 117. Вып. 5. С. 960–968.
- [8] *Устинов В.В., Ромашев Л.Н., Минин В.И., Семериков А.В., Дель А.Р.* // ФММ. 1995. Т. 80. Вып. 2. С. 71–80.
- [9] *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.
- [10] *Дровосеков А.Б., Жотикова О.В., Крейнес Н.М., Мецгеряков В.Ф., Миляев М.А., Ромашев Л.Н., Устинов В.В., Холлин Д.И.* // ЖЭТФ. 1999. Т. 116. Вып. 5(11). С. 1817–1833.
- [11] *Laberge D., Westerholt K., Zabel H., Hjörvarsson B.* // JMMM. 2001. Vol. 225. N 3. P. 373–380.
- [12] *Rinkevich A.B., Romashev L.N., Milyaev M.A., Ustinov V.V., Kuznetsov E.A.* // XI International Summer School „Magnetic Nanostructures“, Madrid, Spain, 13–17 September 2004.
- [13] *Celinski Z., Urquhart K.B., Heinrich B.* // JMMM. 1997. Vol. 166. N 1–2. P. 6–26.