

06;09;12

Взаимодействие электромагнитных волн с мультислойными наноструктурами железо/хром

© В.В. Устинов, А.Б. Ринкевич, Л.Н. Ромашев

Институт физики металлов УрО РАН,
620219 Екатеринбург, Россия
e-mail: rin@imp.uran.ru

(Поступило в Редакцию 22 июня 2004 г.)

Изучено взаимодействие бегущих электромагнитных волн с мультислойными наноструктурами Fe/Cr, полученными методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Измерения выполнены в интервале частот 5.7–12.5 GHz в магнитных полях напряженностью до 32 кОе. Установлено, что зависимость микроволнового коэффициента прохождения от напряженности внешнего постоянного магнитного поля подобна полевой зависимости гигантского магниторезистивного эффекта, измеренного на постоянном токе. В результате взаимодействия волновое число изменяется пропорционально изменению электросопротивления наноструктуры. Выполнен модельный расчет электромагнитных полей и показано, что высокочастотные токи протекают в мультислойной наноструктуре преимущественно поперек слоев.

Введение

Исследование свойств магнитных металлических мультислойных наноструктур считается одной из наиболее актуальных задач физики конденсированного состояния. Интерес к этой тематике обусловлен уникальностью спин-зависящих транспортных свойств этих материалов. В первую очередь здесь имеется в виду гигантский магниторезистивный эффект (ГМРЭ). Благодаря этому эффекту металлические наногетероструктуры являются перспективными для наноэлектроники и спинтроники. Среди большого разнообразия методов исследования, используемых при изучении свойств этого класса материалов, особо важными представляются высокочастотные электромагнитные методы, поскольку они дают возможность оценивать динамические и релаксационные параметры материала наноструктур.

Существует два основных физических механизма взаимодействия электромагнитных микроволн с магнитными металлическими наноструктурами. Один из них связан с прецессией магнитных моментов и ее воздействием на электромагнитные волны. Этот вид взаимодействия проявляется в виде магнитных резонансов, причем потери энергии зависят от релаксации в магнитной подсистеме. Второй механизм взаимодействия обусловлен возникновением вихревых токов в металлической наноструктуре. В этом механизме непосредственно участвует ГМРЭ, так как джоулевы потери являются функцией проводимости. Действие этого механизма обнаружено в работах [1,2], где обсуждалась физическая природа эффекта и исследована его температурная зависимость. Обусловленное этим механизмом влияние внешнего постоянного магнитного поля на высокочастотные характеристики получило название микроволнового гигантского магниторезистивного эффекта.

Первоначально микроволновые исследования были выполнены на трехслойных структурах Fe/Cr/Fe [1]. Микроволновой ГМРЭ на металлических сверхрешетках

[Fe/Cr]_n впервые изучен в работе [3], где для его исследования предложена экспериментальная методика, основанная на измерении модуля коэффициента прохождения микроволн сквозь наноструктур. Для тонкой металлической пластины коэффициент прохождения обратно пропорционален эффективной проводимости. Следовательно, вдали от частот и полей, удовлетворяющих условиям ферромагнитного резонанса, должна существовать корреляция между относительным магнитосопротивлением и изменением коэффициента прохождения. Наличие такого взаимно однозначного соответствия было подтверждено в [3,4] на микроволнах сантиметрового диапазона, а в [5] — также и в миллиметровом диапазоне длин волн.

Ценность высокочастотных методов исследования металлических наноструктур заключается в том, что они позволяют осуществить различную ориентацию вектора высокочастотного электрического поля по отношению к плоскости образца и тем самым дают возможность достаточно просто реализовать протекание токов как вдоль, так и поперек слоев наноструктуры. При этом особый интерес вызывает случай протекания токов перпендикулярно плоскости слоев. В этом случае электроны в процессе своего движения в слоистой наноструктуре, например в магнитной сверхрешетке, многократно пересекают границы раздела между слоями и спин-зависящее рассеяние на этих границах проявляется в наиболее полной мере. Измерение высокочастотного аналога ГМРЭ в этой конфигурации токов может быть осуществлено, например, при размещении мультислойной наноструктуры в объемном резонаторе таким образом, чтобы ее плоскость была перпендикулярна вектору переменного электрического поля [6]. Зависимость потерь в резонаторе от напряженности внешнего магнитного поля определяется микроволновым ГМРЭ [4,7]. В работе [8] было исследовано микроволновое магнитосопротивление сверхрешеток [Fe/Cr]_n при протекании высокочастотных токов параллельно плоскости слоев.

Характеристики образцов

№ образца	Тип образца	Толщина слоев	H_s , кОе	r (30 кОе), %
1	Сверхрешетка	$[\text{Cr}(13 \text{ \AA})/\text{Fe}(24 \text{ \AA})]_8/\text{Cr}(82 \text{ \AA})/\text{MgO}$	12.0	-12.4
2	»	$[\text{Cr}(12 \text{ \AA})/\text{Fe}(23 \text{ \AA})]_{16}/\text{Cr}(77 \text{ \AA})/\text{MgO}$	12.6	-16.0
3	Пленка Fe, покрытая Cr	$\text{Cr}(10 \text{ \AA})/\text{Fe}(573 \text{ \AA})/\text{Al}_2\text{O}_3$	~ 0.03	-

В данной работе исследовано взаимодействие бегущей электромагнитной волны с магнитными сверхрешетками Fe/Cr, обладающими гигантским магниторезистивным эффектом. Специальной постановкой эксперимента удалось добиться того, что конфигурация „ток перпендикулярен плоскости слоев“ была реализована для бегущей электромагнитной волны. Показано, что изменения микроволнового коэффициента прохождения могут по абсолютной величине превышать ГМРЭ, измеряемый на постоянном токе. Проведен модельный расчет влияния ГМРЭ на бегущие электромагнитные волны.

Методика эксперимента

В работе использованы образцы двух сверхрешеток $[\text{Fe}/\text{Cr}]_n$ и тонкая пленка Fe. Они выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на высоковакуумной установке „Катунь-С“ на монокристаллических подложках (100)MgO толщиной 0.5 mm. Скорость эпитаксиального роста была около $1.5 \text{ \AA}/\text{min}$. Толщинные параметры буферного слоя Cr, слоев Fe и Cr, а также количество пар слоев в сверхрешетках указаны в таблице. Там же приведены значения поля насыщения H_s и относительного магнитосопротивления, измеренного на постоянном токе в поле $H = 30 \text{ кОе}$. Микроволновые измерения проведены на образцах, имеющих длину $l = 22.5 \text{ mm}$ и ширину 11.5 mm.

Для выполнения микроволновых измерений образец наноструктуры размещался в прямоугольном волноводе по схеме, показанной на рис. 1. При этом металлическая часть образца (пленка) располагалась в центре волновода, причем длинная сторона образца была параллельна оси волновода. Внешнее магнитное поле \mathbf{H}

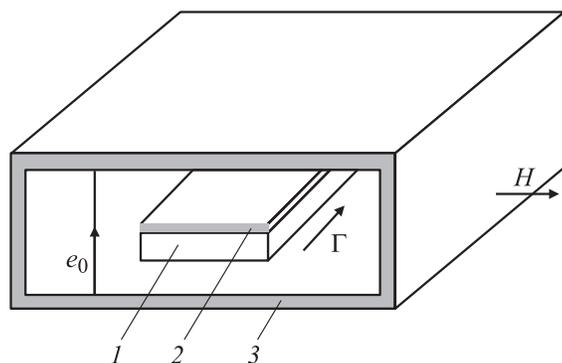


Рис. 1. Схема расположения образца (1 — подложка, 2 — мультислой) в волноводе (3).

прикладывалось перпендикулярно волновому вектору волны Γ , либо параллельно плоскости образца (как показано на рис. 1), либо перпендикулярно его плоскости. Измерения выполнялись на моде H_{10} волновода, причем вектор электрического поля \mathbf{e}_0 в волноводе был перпендикулярен плоскости слоев наноструктуры. Внешнее поле напряженностью до 30 кОе создавалось в электромагните. Все эксперименты выполнены при комнатной температуре.

Экспериментальные результаты

В микроволновых экспериментах определялось относительное изменение модуля коэффициента передачи $r_m = [|D(H)| - |D(0)|]/|D(0)|$, где $|D(H)|$ — модуль коэффициента передачи в магнитном поле H . Типичные для сверхрешеток Fe/Cr полевые зависимости $r_m(H)$ показаны на рис. 2, а. Эти зависимости получены на образце сверхрешетки 1 на частотах f , равных 7.3, 7.5 и 7.7 GHz. Видно, что они представляют собой функции с насыщением в полях свыше 13 кОе. Для данного образца относительные изменения микроволнового коэффициента передачи по величине могут быть в зависимости от частоты довольно большими — до 10–30%. Для подтверждения того, что экспериментально наблюдаемые на магнитных сверхрешетках микроволновые изменения обусловлены ГМРЭ, проведены измерения $r_m(H)$ для металлических пленок, не обладающих этим эффектом. На рис. 2, б показана частотная зависимость максимального изменения коэффициента передачи, измеренная в поле $H = 18 \text{ кОе}$ на образце 3 — однослойной пленке Fe. Видно, что на пленке Fe микроволновые изменения малы и не превышают 0.5%.

На рис. 3 представлены полевые зависимости относительного магнитосопротивления r/r_{max} , измеренного на постоянном токе, и микроволнового коэффициента $r_m/r_{m \text{ max}}$, измеренного на частоте $f = 11.87 \text{ GHz}$. Их совпадение убедительно свидетельствует о том, что характер микроволновых изменений в сверхрешетках обусловлен полевой зависимостью их магнитосопротивления. Наблюдаемые в сверхрешетках Fe/Cr микроволновые изменения, как и их статическое магнитосопротивление, являются четной функцией по отношению к инверсии знака магнитного поля (рис. 4). Кроме этого, существует сходство полевых зависимостей для двух вариантов расположения внешнего постоянного магнитного поля \mathbf{H} : когда вектор напряженности поля

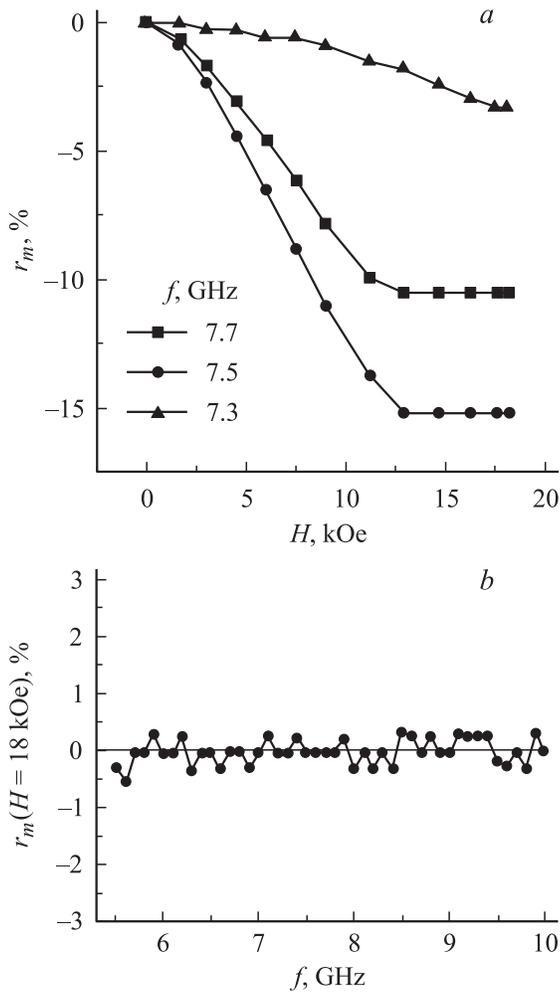


Рис. 2. Относительное изменение коэффициента передачи в магнитном поле, измеренное для образца сверхрешетки 1 на нескольких частотах (а) и частотная зависимость микроволновых измерений в поле $H = 18$ Ое для образца 3 пленки Fe (b).

параллелен плоскости сверхрешетки и когда он перпендикулярен этой плоскости. На рис. 5, а показаны результаты измерений магнитосопротивления на постоянном токе, а на рис. 5, б — данные относительного изменения микроволнового коэффициента передачи на двух частотах. Эти результаты свидетельствуют о том, что оба явления определяются магнитным полем в материале, напряженность которого отличается от внешнего поля из-за влияния размагничивающего фактора образца.

Рассмотренные экспериментальные данные убеждают в том, что изменения микроволнового коэффициента прохождения связаны с ГМРЭ. Следует отметить, что относительные микроволновые изменения по величине могут в два и более раз превосходить относительное магнитосопротивление, измеренное на постоянном токе. Кроме этого, на различных частотах электромагнитной волны могут реализоваться микроволновые изменения разного знака (рис. 5, б). Этот факт, отмеченный ранее в [9], трактовался как знакопеременный микроволновой ГМРЭ. Характеристики спин-зависящего магнитотранс-

порта таковы, что изменения проводимости во внешнем поле всегда положительны. Выполняя эксперименты с образцом конечной длины и изменяя частоту волны, мы лишь создаем условия для наблюдения либо положительных, либо отрицательных микроволновых изменений.

На рис. 6 показана частотная зависимость микроволновых изменений r_m , измеренная в поле $H = 18$ кОе на образцах сверхрешетки 2, имеющих разную длину. Темные треугольники соответствуют образцу длиной 22.5 mm. Видно, что микроволновые изменения зна-

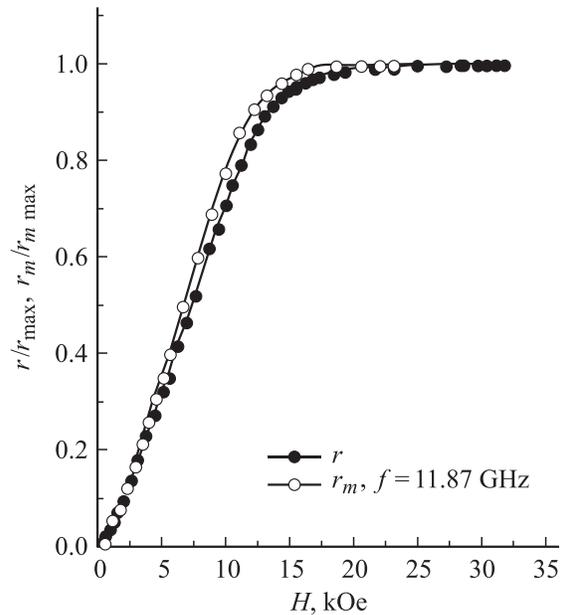


Рис. 3. Сравнение формы изменений микроволнового коэффициента передачи r_m и относительного магнитосопротивления r . Измерения на образце сверхрешетки 2.

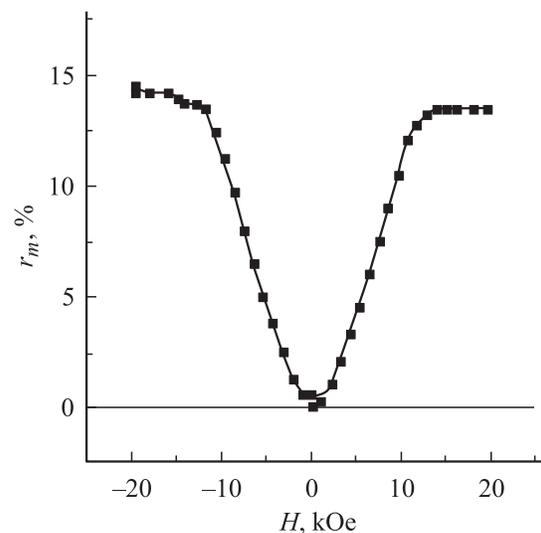


Рис. 4. Относительные изменения коэффициента передачи на частоте $f = 8.9$ GHz в образце 1 при инверсии внешнего магнитного поля.

копеременны и имеют выраженный минимум в районе частоты $f = 7.9$ GHz. Этот минимум соответствует (как будет обосновано ниже) полуволновому резонансу, т.е. условию, когда на длине образца укладывается половина длины волны. От образца дважды отрезались кусочки, так что его длина после первого отрезания составляла 18.3 mm (светлые треугольники на рис. 6), а после второго — 13.8 mm (темные кружки). При уменьшении длины образца положение минимума на зависимости $r_m(f)$ смещалось в сторону более высоких частот. Вер-

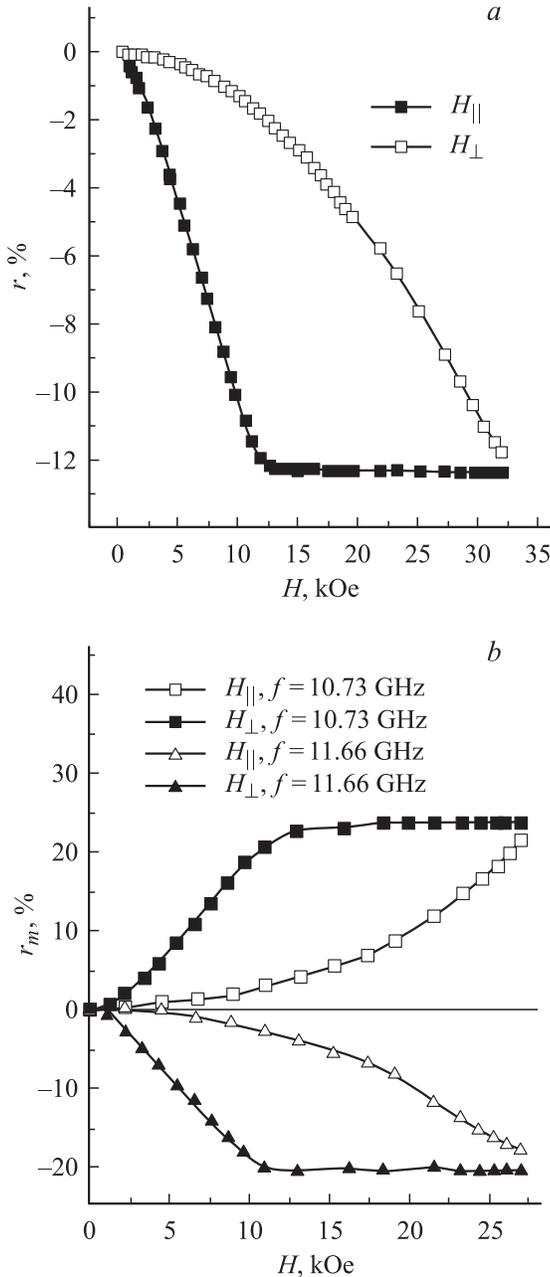


Рис. 5. Полевые зависимости относительного магнитосопротивления (a) и микроволнового коэффициента передачи (b), измеренные при внешнем поле, лежащем в плоскости образца (темные значки) и перпендикулярном плоскости образца (светлые значки).

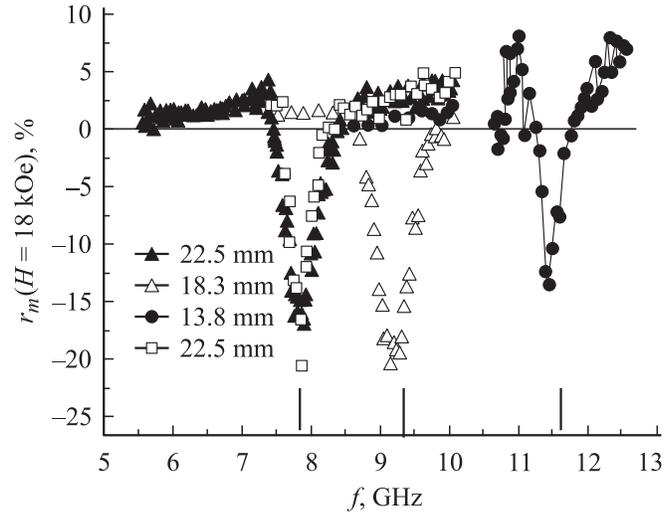


Рис. 6. Частотная зависимость изменений микроволнового коэффициента передачи для сверхрешетки $[\text{Cr}(12 \text{ \AA})/\text{Fe}(23 \text{ \AA})]_{16}/\text{Cr}(77 \text{ \AA})/\text{MgO}$, измеренная на образцах разной длины.

тикальными черточками на рис. 6 отмечены теоретически определенные положения резонанса для моды H_{10} и образца данной длины. Совпадение теоретически определенных частот с теми, что соответствуют минимумам на экспериментальных зависимостях $r_m(f)$, позволяет сделать заключение о том, что выраженный минимум микроволновых изменений действительно соответствует полуволновому резонансу.

После проведения микроволновых измерений на образце с отрезанием от него кусочков он был вновь составлен из отрезанных частей и имел исходную длину 22.5 mm, однако при этом электрического контакта между тремя составляющими образец частями специально не было сделано. Результат микроволновых измерений этого составного образца показан на рис. 6 светлыми квадратиками. Оказалось, что положение минимума на зависимости $r_m(f)$ вновь пришлось на частоту $f \approx 7.9$ GHz, как и при первоначальном состоянии исследуемого образца. Если рассмотреть участок волновода с образцом вблизи минимума на зависимости $r_m(f)$ как резонансную систему, то из ширины зависимостей (резонансного пика) исходному образцу соответствует значение „добротности“ $Q_0 = 17$, а составному образцу — $Q_1 = 21$.

Модельный расчет влияния ГМРЭ на бегущие электромагнитные волны

Основной задачей расчета являлось установление взаимосвязи между параметрами материала мультислойной наноструктуры, обладающей ГМРЭ, и изменениями коэффициента передачи электромагнитной волны. Для электромагнитных волн сантиметрового диапазона глубина скин-слоя δ в исследованных в данной работе наноструктурах много больше суммарной толщины ме-

талла d в пленке. При этом условии мультислойную наноструктуру можно характеризовать некоторой эффективной проводимостью. Иными словами, наноструктура может рассматриваться как однородная металлическая пластина с проводимостью σ [4]. При решении задачи ограничимся областью частот и магнитных полей, далеких от условий магнитного резонанса, и будем учитывать только вклад, обусловленный ГМРЭ.

В модельном расчете будем полагать, что ширина образца, на котором экспериментально измеряется изменение в магнитном поле модуля коэффициента передачи, равна ширине большей стенки волновода a (узкая сторона волновода равна b), а длина образца равна l . Весь расчет разделяется на три составляющие части. Сначала из решения уравнения Гельмгольца с учетом граничных условий находится структура высокочастотных полей, электрического \mathbf{e} и магнитного \mathbf{h} , и на основе теории возмущений находится поправка к волновому числу. Затем определяется эффективное волновое сопротивление волновода с образцом и, наконец, рассчитываются коэффициенты передачи и его зависимость от напряженности внешнего магнитного поля.

Структура полей \mathbf{e} и \mathbf{h} в волноводе с образцом определяется методом частичных областей. Рассчитаем поправки к полям и волновому числу моды H_{10} , на которой проводились измерения. Обозначим пустые области волновода снизу и сверху от образца наноструктуры как I и III, а центральную область, занятую наноструктурой, как II. Распределение полей в пустых областях I и III описывается известными выражениями [10]

$$\mathbf{e} = y_0 e_0 \sin \frac{\pi x}{a} e^{-i\Gamma z},$$

$$\mathbf{h} = \frac{e_0}{W} \left(-x_0 \sin \frac{\pi x}{a} + z_0 \frac{i}{\Gamma} \frac{\pi}{a} \cos \frac{\pi x}{a} \right) e^{-i\Gamma z}, \quad (1)$$

где x_0 , y_0 и z_0 — орты системы координат, ось x которой направлена вдоль широкой стенки волновода, ось y — вдоль узкой стенки, а ось z — вдоль оси волновода.

В уравнениях (1) введен амплитудный множитель e_0 ; W — эквивалентное сопротивление волновода. Обозначим Γ_0 и Γ_1 волновые числа без образца и с образцом, причем

$$\Gamma_0 = \frac{\omega}{c} \left[1 - \left(\frac{c}{2af} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (2)$$

Электрическое поле \mathbf{e} в области II, внутри металла наноструктуры, описывается выражением, полученным на основе результатов [4,7]

$$\mathbf{e} = y_0 e_0 \sin \frac{\pi x}{a} e^{-i\Gamma z} \times \left\{ q \left[e^{\frac{-y-0.5(b-d)}{z_D}} + e^{\frac{y-0.5(b-d)}{z_D}} \right] + 2(1-q) \right\}, \quad (3)$$

где $q = (\omega_0 z_D / v_F)^2$, z_D — комплексный параметр экранирования, ω_0 — плазменная частота, v_F — скорость Ферми.

Уравнение (3) учитывает то обстоятельство, что если толщина металла d много меньше глубины скин-слоя δ и вектор электрического поля на границе направлен по нормали к ней, то вместо обычного скин-эффекта реализуется динамический аналог электростатического экранирования. Помимо ослабляющихся в глубине металла составляющих в квадратных скобках в (3) присутствует еще не зависящее от координаты y слагаемое — проникающая компонента поля. Отличие уравнения (3) от формул, приведенных в [4,7], заключается в том, что в нем в явном виде учтены значения полей на двух границах пленки и осуществлена сшивка решений для трех частичных областей.

Для расчета добавки к волновому числу воспользуемся теорией возмущений для волновода, содержащего магнитно-поляризованный образец [11]. Если площадь сечения образца S_1 много меньше площади S_0 поперечного сечения волновода, то изменение волнового числа

$$\Delta\Gamma = \frac{\omega W}{2N_0} \int_{S_1} \mathbf{e}_{0m} \cdot \overleftrightarrow{\Delta\epsilon} \mathbf{e}_m dS,$$

$$N_0 = \int_{S_0} |\mathbf{e}_{0m\perp}|^2 dS. \quad (4)$$

В выражении (4) $\omega = 2\pi f$, \mathbf{e}_{0m} и \mathbf{e}_m — комплексные амплитуды электрических полей невозмущенного и возмущенного образцом волновода. Изменение тензора диэлектрической проницаемости $\overleftrightarrow{\Delta\epsilon}$ определяется тем обстоятельством, что этот тензор без учета влияния образца диагонален с ненулевыми компонентами ϵ_0 , а с образцом без внешнего магнитного поля ненулевые компоненты равны $\epsilon_{11} = \epsilon_{22} = \epsilon_{33} = -i\sigma/\omega$. В магнитном поле помимо диагональных компонент $-i\sigma(H)/\omega$ появляются еще компоненты $\epsilon_{12} = -\epsilon_{21} = i\sigma_a(H)/\omega$. В формуле (4) учитывается только часть взаимодействия, обусловленная изменением проводимости. Это упрощение допустимо, если изменения тензора магнитной проницаемости малы.

Выполним расчет по формуле (4), ограничиваясь областью частот, существенно меньших плазменной $\omega \ll \omega_0$. Тогда, согласно [4],

$$z_D \approx r_D \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} + i \frac{\omega v}{\omega_0^2} \right), \quad r_D = v_F / \omega_0,$$

$$q \approx 1 - 2 \frac{\omega^2}{\omega_0^2} + 2i \frac{\omega v}{\omega_0^2}, \quad (5)$$

где r_D — радиус экранирования Дебая, v — частота релаксации электронов.

При помещении образца в волновод без магнитного поля изменяются как действительная, так и мнимая части волнового числа

$$\text{Re}(\Gamma_1 - \Gamma_0) = -\epsilon_0 \omega W \left[\frac{r_D}{b} - 2 \frac{d}{b} \left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2} - \frac{\sigma v}{\epsilon_0 \omega_0^2} \right) \right], \quad (6a)$$

$$\text{Im}(\Gamma_1 - \Gamma_0) = -\epsilon_0 \omega W \left[\frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} \frac{r_D}{b} + 2 \frac{d}{b} \left(\frac{\omega v}{\omega_0} - \frac{\sigma \omega}{\epsilon_0 \omega_0^2} \right) \right]. \quad (6b)$$

Изменение волнового числа в магнитном поле выражается следующей формулой:

$$\Gamma_1(H) - \Gamma_1 = -iW \frac{2d}{b} \left[1 - 3 \frac{\omega^2}{\omega_0^2} + i(v_H - \nu) \frac{\omega}{\omega_0^2} \right] [\sigma(H) - \sigma], \quad (7)$$

где ν_H — частота релаксации электронов в магнитном поле H .

Формула (7) справедлива для случаев касательного и нормального намагничивания образца пленки внешним полем, если под H понимать напряженность поля в пленке. Из этой формулы следует, что мнимая часть изменения волнового числа, ответственная за диссипацию энергии, пропорциональна изменению проводимости образца пленки в магнитном поле.

Отражения волн от концов образца конечной длины l зависят от соотношения эквивалентных импедансов волновода Z с образцом и Z_0 без образца. Согласно [10,12], эквивалентные импедансы вводятся следующим образом:

$$Z = \frac{\pi b}{2 a} W, \quad Z_0 = \frac{\pi b}{2 a} W_0,$$

где W и W_0 — характеристические сопротивления, введенные для моды H_{10} ,

$$W_0 = \frac{120\pi}{\sqrt{1 - \left(\frac{c}{2af}\right)^2}}, \quad W = W_0 \left[1 - \frac{\Gamma(H) - \Gamma_0}{\Gamma_0} \right].$$

Обозначим через ξ относительное изменение импеданса

$$\frac{Z - Z_0}{Z_0} = - \frac{\Gamma_1(H) - \Gamma_0}{\Gamma_0} = \xi. \quad (8)$$

Комплексный коэффициент передачи D можно рассчитать по формуле [13]

$$D = \frac{2ZZ_0}{2ZZ_0 \cos \varphi - i(Z^2 - Z_0^2) \sin \varphi}, \quad (9)$$

где φ — набег фазы волны на образце, $\varphi = \Gamma_1 l$.

Из экспериментальных данных определяется модуль коэффициента передачи $|D|$. Вычислим его по формуле (9) с учетом (8) для случая малых изменений волнового сопротивления $|\xi| \ll 1$. Выделяя действительную и мнимую части $\xi = \xi' + i\xi''$, получаем

$$|D| = 1 - (\xi'^2 + \xi''^2) \sin \varphi - \xi' \xi'' \sin 2\varphi. \quad (10)$$

Таким образом, результатом проведенного модельного расчета является установление связи между микроволновым магнитосопротивлением наноструктуры и изменением коэффициента передачи.

Обсуждение

Экспериментальные данные, представленные на рис. 3–5, убедительно свидетельствуют о том, что изменения микроволнового коэффициента передачи в

магнитном поле обусловлены эффектом гигантского магнитосопротивления. Действительно, полевые зависимости относительного изменения магнитосопротивления r и микроволнового коэффициента r_m имеют идентичный характер. Оба эффекта обладают свойством четности по отношению к изменению знака \mathbf{H} и одинаково зависят от напряженности магнитного поля в мультислойной наноструктуре, которая, как известно, может отличаться от напряженности внешнего поля из-за наличия размагничивающих полей. Как показал расчет, изменение волнового числа пропорционально изменению проводимости за счет ГМРЭ. Согласно формуле (7), недиагональные компоненты тензора проводимости, ответственные за эффект Холла, не дают вклада в микроволновые изменения в рассматриваемой конфигурации (рис. 1) расположения образца. Используя формулы (7), (8) и (10), нетрудно убедиться, что для малых изменений волновых импедансов $|\xi| \ll 1$ относительное изменение коэффициента передачи тоже пропорционально изменению проводимости при ГМРЭ, если эффективная микроволновая проводимость изменяется в магнитном поле так же, как и статическая проводимость. Эксперименты, результаты которых показаны на рис. 3–5, а также выполненные ранее [3–6], показали, что для мультислойных наноструктур Fe/Cr сказанное выше относительно эффективной проводимости верно для частот сантиметрового и миллиметрового диапазонов. Следует заметить, что расчет микроволновых изменений по формуле (10) ограничен тем обстоятельством, что образец должен являться единственной существенной неоднородностью в микроволновом тракте.

Частотная зависимость микроволновых изменений в значительной степени определяется влиянием полуволнового резонанса в образце. Измерение частоты резонанса в образцах разной длины (рис. 6) показало, что в волноводе при помещении образца наноструктуры сохраняется прежний тип волны — мода H_{10} . Это обстоятельство весьма важно для определения направления микроволновых токов в наноструктуре. Действительно, вектор электрического поля \mathbf{e} моды H_{10} перпендикулярен плоскости образца, и, следовательно, плоскости слоев наноструктуры. Суммарная толщина металла наноструктуры намного меньше скин-глубины δ , но больше радиуса дебаевского экранирования r_D . Как показано в [4], в этих условиях электрическое поле в металле имеет вид (3) и содержит помимо затухающей еще и проникающую компоненту. Микроволновые токи текут перпендикулярно плоскости слоев наноструктуры. Результаты измерений, показанные на рис. 6, подтверждают такую точку зрения. Обратим внимание на соотношение добротностей $Q_0 = 17$ при помещении исходного образца длиной 22.5 mm и $Q_1 = 21$ при помещении образца такой же длины, но составленного из трех электрически не связанных частей. В составном образце длина каждой из частей существенно меньше половины длины волны и протекание токов вдоль плоскости образца, т. е. вдоль слоев наноструктуры, затруднено. В исходном (до разрезания) образце токи такого направления частично

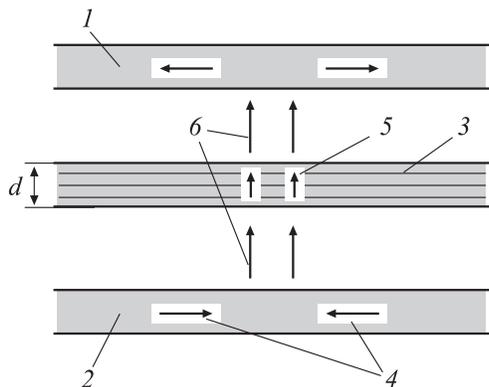


Рис. 7. Схема протекания микроволновых токов: 1 — верхняя стенка волновода, 2 — нижняя стенка волновода, 3 — сверхрешетка, 4 — токи проводимости в стенках, 5 — токи проводимости в образце, 6 — токи смещения.

присутствуют. Из значений добротности можно сделать оценку долей мощности, выделяемой микроволновыми токами разного направления. Доля мощности, выделяемая током, протекающим перпендикулярно плоскости слоев, достигает 80%. Схема протекания микроволновых токов показана на рис. 7. Она учитывает только компоненту токов, перпендикулярную плоскости слоев наноструктуры. Токи смещения, существующие в пустых областях волновода, трансформируются в токи проводимости в наноструктуре.

Заключение

Изучено взаимодействие бегущей электромагнитной волны с металлической мультислойной наноструктурой. Установлено, что эффект гигантского магнитосопротивления обуславливает зависимость коэффициента передачи микроволн от напряженности внешнего магнитного поля. Подробно исследовано взаимодействие бегущих электромагнитных волн сантиметрового диапазона со сверхрешетками $(\text{Fe}/\text{Cr})_n$, выращенными методом молекулярной лучевой эпитаксии. Показано, что микроволновые токи протекают преимущественно перпендикулярно плоскости слоев. Определена частотная зависимость микроволновых изменений и показано, что они по величине могут превосходить относительное гигантское магнитосопротивление, измеренное на постоянном токе.

Выполнен модельный расчет изменения волнового числа за счет действия ГМРЭ. Мнимая часть изменения волнового числа пропорциональна изменению проводимости металлической наноструктуры в магнитном поле. Показано, что недиагональные компоненты не дают вклада в микроволновые изменения при данной конфигурации полей. Рассчитан коэффициент прохождения электромагнитных волн сквозь мультислойной наноструктуры.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 04-02-16464), проекта НШ-1380.2003.2 и программы президиума РАН „Квантовая макрофизика“.

Список литературы

- [1] Krebs J.J., Lubitz P., Chaiken A., Prinz G.A. // J. Appl. Phys. 1991. Vol. 69. N 8. P. 4795–4797.
- [2] Kuanr B.K., Kuanr A.V., Grunberg P., Nimtz 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. 117. Вып. 5. С. 960–968.
- [5] Frait Z., Sturc P., Temst K., Bruynseraede Y., Vavra I. // Sol. St. Commun. 1999. Vol. 112. P. 569–573.
- [6] Ustinov V.V., Rinkevich A.B., Romashev L.N. // JMMM. 1999. Vol. 198–199. P. 82–84.
- [7] Устинов В.В., Ринкевич А.Б., Ромашев Л.Н., Ангелаке-рис М., Воуртцис Н. // ФММ. 2002. Т. 93. № 5. С. 31–38.
- [8] Устинов В.В., Ринкевич А.Б., Ромашев Л.Н., Перов Д.В. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 5. С. 94–100.
- [9] Ринкевич А.Б., Ромашев Л.Н., Устинов В.В., Кузнецов Е.А. // Труды IX Междунар. семинара „Актуальные проблемы нанокристаллических материалов: наука и технология“. Екатеринбург, 2002. С. 169.
- [10] Никольский В.В., Никольская Т.И. Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Наука, 1989. 544 с.
- [11] Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 591 с.
- [12] Лебедев И.В. Техника и приборы СВЧ. Т. 1. М.: Высшая школа, 1970. 440 с.
- [13] Бреховских Л.М., Годин О.А. Акустика слоистых сред. М.: Наука, 1989. 416 с.