

05.09.13

Рассеяние электронов проводимости в сверхрешетках $\text{Fe}(t_x, \text{Å})/\text{Cr}(10 \text{Å})$ с ультратонкими слоями железа

© И.Д. Лобов, М.М. Кириллова, А.А. Махнев, Л.Н. Ромашев, М.А. Миляев, В.В. Устинов

Институт физики металлов УрО РАН,
Екатеринбург, Россия

E-mail: i_lobov@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 19 августа 2013 г.)

Исследованы спектры ИК-магнитоотражения, диагональная σ_{xx} и недиагональная σ_{xy} компоненты тензора эффективной оптической проводимости и магнитные свойства сверхрешеток $\text{Fe}(t_x, \text{Å})/\text{Cr}(10 \text{Å})$. Анализируется резкое понижение амплитуды диссипативной функции $-\omega \text{Im} \sigma_{xy}(\omega)$ (ω — циклическая частота световой волны) в сверхрешетках с ультратонкими слоями Fe ($t_{\text{Fe}} = 3.2, 2.6, 2.1 \text{Å}$). Установлено, что магниторефрактивный эффект в наноструктурах с ультратонкими слоями железа обусловлен рассеянием электронов проводимости на магнитных интерфейсных слоях, формирующихся в матрице Cr при полном расходовании осажденных атомов железа. Обсуждаются параметры интерфейсного рассеяния электронов в spin-up (\uparrow)- и spin-down (\downarrow)-каналах проводимости.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 13-02-00749а), программы Президиума РАН „Фундаментальные основы технологий наноструктур и наноматериалов“ (проект № 12-П-2-1051), программы поддержки ведущих научных школ (проект НШ-6172.2012.2) и программы Президиума УрО РАН „Арктика“.

1. Введение

Наличие гигантского магнитосопротивления (ГМС) в магнитных мультислойных наноструктурах объясняется асимметрией спин-зависящего рассеяния электронов проводимости на интерфейсах и в объеме ферромагнитных (FM) слоев. Теоретические оценки коэффициента спиновой асимметрии интерфейсного рассеяния электронов для ряда металлических мультислойных структур были сделаны в [1]. Однако сведения об этом параметре, полученные из электрических измерений, весьма ограничены. С открытием магниторефрактивного эффекта (МРЭ, r_{MRE}) в металлических слоистых наноструктурах [2] появилась возможность изучения спиновой асимметрии электронного рассеяния на основе ИК-оптических измерений. Методом ИК-магнитоотражения нами получены экспериментальные данные об асимметрии рассеяния электронов проводимости на интерфейсе $\text{Fe}/\text{Cr}(100)$ в сверхрешетках $\text{Fe}(t_x, \text{Å})/\text{Cr}(t_y, \text{Å})$ ($t_{\text{Fe}} = 7.2\text{--}15.3 \text{Å}$, $t_{\text{Cr}} = 10\text{--}23 \text{Å}$) [3,4]. Объектами настоящего исследования являются сверхрешетки $\text{Fe}(t_x, \text{Å})/\text{Cr}(10 \text{Å})$ с ультратонкими слоями Fe ($t_{\text{Fe}} < 7 \text{Å}$). Проведенные ранее исследования [5,6] показали, что сверхрешетки с ультратонкими слоями Fe обладают уникальными магнитными и магнитотранспортными свойствами. При комнатной температуре эти наноструктуры — идеальные суперпарамагнетики, а при низких (гелиевых) температурах они проявляют свойства кластерного спинового стекла. Целью данной работы является исследование магниторезистивных, оптических и магнитооптических (МО) свойств сверхрешеток $\text{Fe}(t_x, \text{Å})/\text{Cr}(10 \text{Å})$, $t_{\text{Fe}} = 3.2, 2.6, 2.1 \text{Å}$ и определение параметров интерфейсного спин-зависящего рассеяния электронов проводимости.

2. Образцы и методики измерений

Исследованные сверхрешетки $\text{MgO}/\text{Cr}(80 \text{Å})/\text{Fe}(t_x, \text{Å})/\text{Cr}(10 \text{Å})_n$ ($n = 30\text{--}60$) получены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на высоковакуумной установке „Катунь-С“. В качестве подложек использовались монокристаллические пластины $\text{MgO}(100)$, имеющие размеры $30 \times 30 \times 0.5 \text{mm}$. Для уменьшения шероховатости поверхности подложек на них осаждался вначале буферный слой хрома толщиной $\sim 80 \text{Å}$. Последующее поочередное напыление слоев Fe и Cr проводилось со скоростью примерно один атомный монослой (ML) в минуту. Толщина слоев хрома у всех наноструктур была постоянной и равной 10Å , что обеспечивало формирование в сверхрешетках Fe/Cr (при $H = 0$) антипараллельного упорядочения магнитных моментов соседних слоев Fe и, следовательно, наибольшую величину магниторезистивного эффекта. Толщина слоев железа была $3.2, 2.6, 2.1 \text{Å}$. Здесь и далее в тексте и на рисунках указаны номинальные толщины слоев, определенные по скорости и времени их напыления. Рентгеновские исследования показали наличие хорошо выраженной периодичной структуры у всех образцов. На рис. 1 показан типичный для исследованных наноструктур спектр малоугловой рентгеновской дифракции на линии $\text{CoK}\alpha$. На спектре отчетливо выделяется пик, обусловленный периодичностью многослойной структуры. На рис. 2, а представлены кривые намагничивания исследованных в данной работе сверхрешеток, полученные на SQUID-магнитометре при комнатной температуре. Видно, как по мере уменьшения толщины слоев Fe в сверхрешетке изменяется вид изотерм намагниченности от ферромагнитного к суперпарамагнитному. Экспериментально измеренная

кривая намагничивания сверхрешетки с номинальной толщиной слоев Fe, равной 2.1 Å, очень хорошо описывается функцией Ланжевена при средней величине

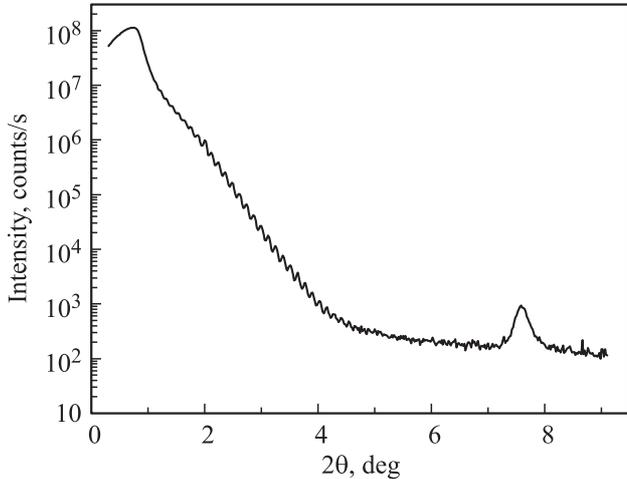


Рис. 1. Спектр малоугловой рентгеновской дифракции сверхрешетки MgO/Cr(80 Å)/[Fe(3.2 Å)/Cr(10 Å)]₅₀/Cr(20) Å.

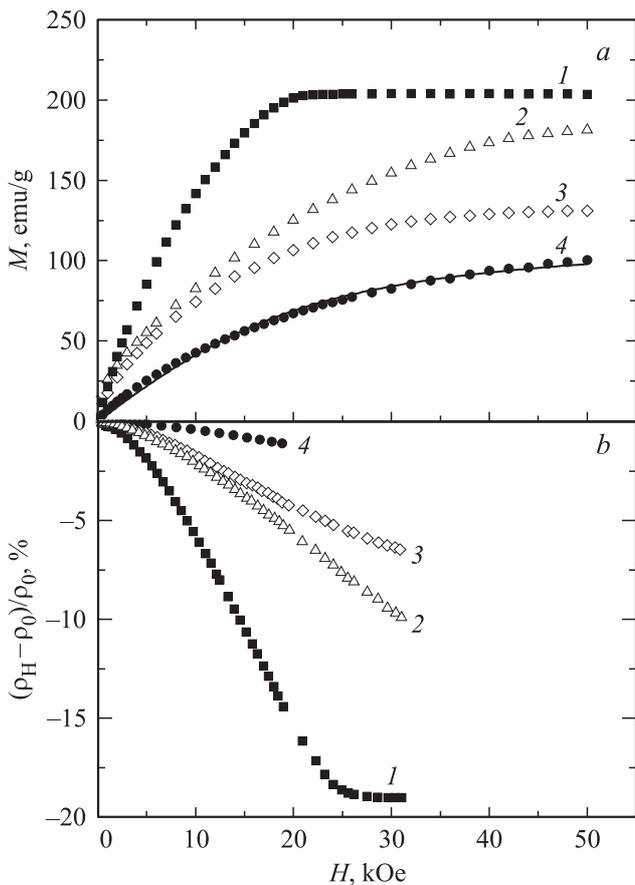


Рис. 2. Полевые зависимости намагниченности (a) и магнитосопротивления (b) сверхрешеток Fe(t_x , Å)/Cr(10 Å) (t_x , Å: 1 — 10.6, 2 — 5.2, 3 — 3.2, 4 — 2.1). Сплошная линия на части a представляет функцию Ланжевена при средней величине магнитного момента кластера Fe, равной 330 μ_B . $T = 290$ K.

магнитного момента суперпарамагнитного кластера (Fe + FeCr), равной 330 магнетонам Бора. На рис. 2, b показаны полевые зависимости магнитосопротивления исследованных сверхрешеток, определенные стандартным четырехконтактным методом в СИР-геометрии (СИР-current-in-plane). Величину магнитосопротивления вычисляли по выражению $r(H) = (\rho(H) - \rho(0))/\rho(0)$, где $\rho(0) = \rho(H = 0)$. Измерения эффективных показателей преломления n^{eff} и поглощения k^{eff} выполнены эллипсометрическим методом Битти в области длин волн 0.3–14 μm . Экваториальный эффект Керра (ЭЭК, δ_p) измерен динамическим методом в магнитных полях до 10 kOe при длинах волн 0.3–2.4 μm и углах падения света 50° и 70°. Измерения МРЭ на отражение проведены на ИК Фурье-спектрометре Frontier с оптической приставкой VeeMAX 2 в диапазоне длин волн 1.2–28 μm в режиме постоянного магнитного поля при p -поляризации световой волны и угле падения света 70°. Величину МРЭ определяли из выражения $r_{MRE}(H) = (R(0) - R(H))/R(0)$, где $R(0)$ и $R(H)$ — коэффициенты отражения света от образца в исходном состоянии ($H = 0$) и во внешнем магнитном поле H соответственно. Напряженность магнитного поля изменялась от 0 до 5 kOe. Количество сканов составляло несколько тысяч при каждом значении $R(0)$ и $R(H)$. Обработку измерений проводили на участке спектра 2.5–22.5 μm .

3. Результаты и обсуждение

3.1. Магнитооптические свойства. Проанализируем спектры ЭЭК сверхрешеток Fe(t_x , Å)/Cr(10 Å) ($t_{Fe} = 0.3$ –30 Å), полученные нами ранее [7,8] и в настоящей работе. На рис. 3 представлены толщинные зависимости спектральных максимумов $E_0(t_{Fe})$, на вставке к рис. 3 приведен спектр ЭЭК сверхрешетки Fe(2.1 Å)/Cr(10 Å). Видно, что спектры ЭЭК (кривая 1) сверхрешеток с толщиной t_{Fe} (7–30) Å имеют максимумы E_0 при энергиях фотонов ~ 1.85 eV, как и спектр пленки Fe (штрихпунктирная линия 3). При $t_{Fe} = 1.2$ –5.2 Å наблюдается смещение E_0 к энергии фотона 1.1 eV, а затем, при $t_{Fe} < 0.9$ Å, величины $E_0(t_{Fe})$ уже мало отличаются от E_0 чистого Cr с максимумом ~ 2 eV [8] (см. группу точек A на рис. 3). Зависимость спектральных максимумов от толщины слоев Fe (кривая 2, рис. 3), полученная расчетным путем, проявляет монотонный спад величины E_0 с уменьшением t_{Fe} и не может объяснить резкий скачок E_0 к меньшим энергиям фотона при толщинах $t_{Fe} < 7$ Å. Расхождение между экспериментальной (1) и теоретической (2) кривыми свидетельствует об отличии МО свойств магнитных интерфейсов при $t_{Fe} = 1.2$ –5.2 Å и ОЦК-Fe.

Рассмотрим зависимость недиагональной компоненты тензора оптической проводимости $\hat{\sigma}$ исследуемых образцов от t_{Fe} . Тензоры оптической проводимости $\hat{\sigma}$ и диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$ связа-

ны известным соотношением $\sigma_{\alpha\beta} = (i\omega/4\pi)[\epsilon_{\alpha\beta} - \delta_{\alpha\beta}]$, где $\alpha, \beta = (x, y, z)$ и $\delta_{\alpha\beta}$ — символ Кронекера. В кубическом кристалле при приложении магнитного поля H вдоль оси z перпендикулярно плоскости падения p -поляризованного света ($\mathbf{M} \parallel z$, \mathbf{M} — вектор намагниченности) недиагональную компоненту ϵ_{xy} тензора диэлектрической проницаемости можно определить из δ_p , $\delta_p = -4 \operatorname{tg} \varphi \operatorname{Re}\{\epsilon_{xy}/[(\epsilon_{xx} - 1)(\epsilon_{xx} - \operatorname{tg}^2 \varphi)]\}$, где φ — угол падения световой волны, ϵ_{xx} — диагональная компонента тензора $\hat{\epsilon}$. В магнитной среде поглощение (диссипация) световой энергии описывается функциями $\operatorname{Re} \sigma_{xx}(\omega)$ и $-\omega \operatorname{Im} \sigma_{xy}(\omega)$. На рис. 4 приведены спектральные зависимости функции $-\omega \operatorname{Im} \sigma_{xy}(\omega)$ для серии сверхрешеток $\text{Fe}(t_x, \text{\AA})/\text{Cr}10 \text{\AA}$ ($t_{\text{Fe}} = 2.1\text{--}15.3 \text{\AA}$), а также аналогичные кривые для пленки $\text{Fe}(1000 \text{\AA})$ и поликристаллического Cr [9]. Данные для сверхрешеток нормированы на содержание железа в бислое ($\times(t_{\text{Fe}} + t_{\text{Cr}})/t_{\text{Fe}}$). Из рис. 4 видно, что в спектрах $-\omega \operatorname{Im} \sigma_{xy}(\omega)$ сверхрешеток с $t_{\text{Fe}} \geq 7 \text{\AA}$ (кривые 1–3) отчетливо проявляется „железоподобная“ полоса А. Однако в наноструктурах с ультратонкими слоями железа эта полоса трансформируется, изменяется спектральный профиль кривых. При $t_{\text{Fe}} = 3.2$ и 2.1\AA (кривые 5 и 6) интенсивность поглощения снижается более чем вдвое. Следует отметить, что оптические и МО свойства Fe , Cr и мультислойных структур на рассматриваемом участке спектра $0.5\text{--}3.0 \text{eV}$ определяются межзонными переходами электронов [3,10]. Численными расчетами функции $\omega \operatorname{Im} \sigma_{xy}(\omega)$, выполненными в одноэлектронном подходе, установлено [11], что полоса А в железе (рис. 4) формируется межзонными переходами электро-

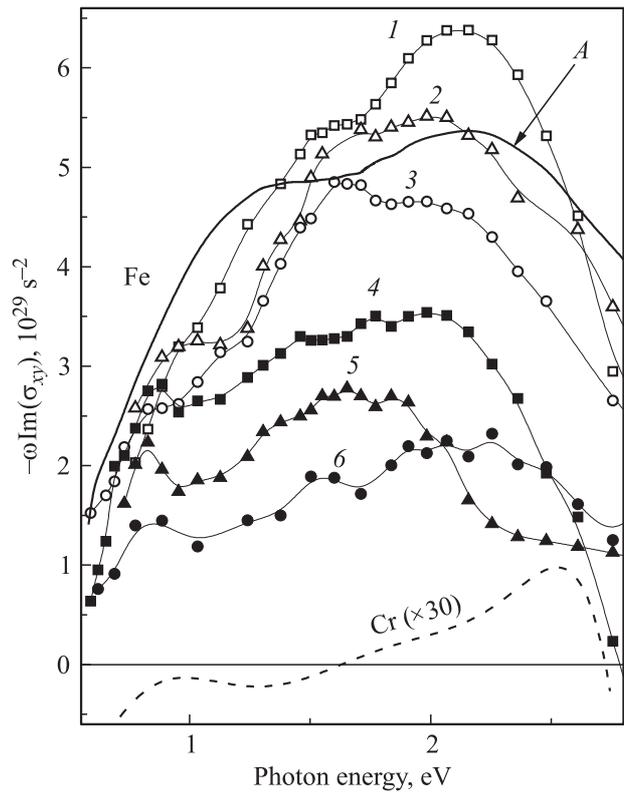


Рис. 4. Диссипативная часть недиагональной компоненты тензора эффективной оптической проводимости $-\omega \operatorname{Im} \sigma_{xy}^{\text{eff}}(\omega)$ пленки $\text{Fe}(1000 \text{\AA})$, поликристаллического Cr при 10 kOe [9] и сверхрешеток $\text{Fe}(t_x, \text{\AA})/\text{Cr}(10 \text{\AA})$ ($t_x, \text{\AA}$: 1 — 15.3, 2 — 10.6, 3 — 7.2, 4 — 5.2, 5 — 3.2, 6 — 2.1). Величины $\omega \operatorname{Im} \sigma_{xy}^{\text{eff}}$ сверхрешеток нормированы на содержание железа в бислое.

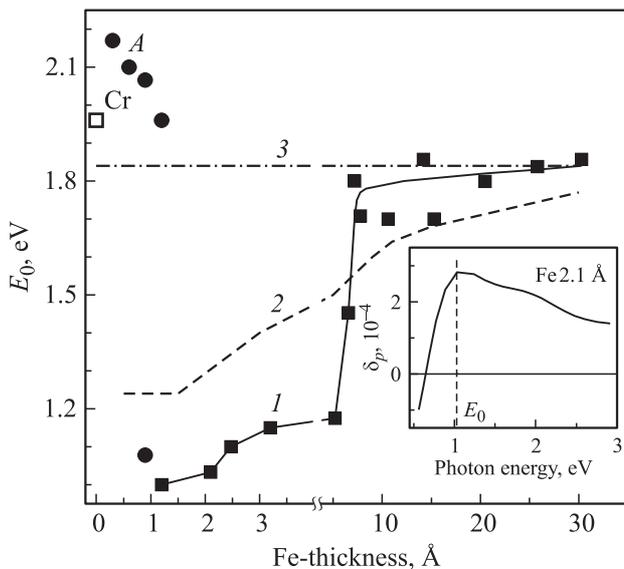


Рис. 3. Зависимость положения спектрального максимума ЭЭК в сверхрешетках $\text{Fe}(t_x, \text{\AA})/\text{Cr}(10 \text{\AA})$ от толщины слоя Fe : 1 — эксперимент, 2 — расчет в модели слоистой среды, 3 — пленка $\text{Fe}(1000 \text{\AA})$. На вставке: спектр ЭЭК сверхрешетки $\text{Fe}(2.1 \text{\AA})/\text{Cr}(10 \text{\AA})$ в магнитном поле $H = 10 \text{ kOe}$, положение максимума ($E_0 = 1.03 \text{ eV}$) обозначено штриховой линией.

нов ($d, p-p, d$)-типа преимущественно в системе энергетических зон spin-down (\downarrow). Отсутствие аналогичной полосы А на кривых 5, 6 можно объяснить формированием (в процессе эпитаксиального роста) интерфейсного слоя в матрице Cr , состоящего из FM сплавов FeCr и микрообластей (кластеров) ОЦК- Fe . Сформировавшиеся интерфейсные слои определяют МО свойства наноструктур при толщинах слоев $t_{\text{Fe}} = 3.2\text{--}2.1 \text{\AA}$, поскольку вклад от антиферромагнитного Cr в функцию $-\omega \operatorname{Im} \sigma_{xy}(\omega)$ очень мал (рис. 4). Изменение формы спектров и уменьшение более чем вдвое МО отклика по сравнению с амплитудой отклика „железоподобных“ сверхрешеток $\text{Fe}/\text{Cr}(10 \text{\AA})$ показывают, что железо полностью расходуется на создание интерфейсных слоев в матрице Cr .

3.2. Оптические свойства. Графики спектральных зависимостей действительной и мнимой частей эффективной диэлектрической проницаемости $\epsilon_{xx}^{\text{eff}} = \epsilon_1^{\text{eff}} - \epsilon_2^{\text{eff}}$ исследуемых наноструктур Fe/Cr приведены на рис. 5. Рост значений ϵ_1^{eff} и ϵ_2^{eff} на участке спектра $2\text{--}14 \mu\text{m}$ указывает на доминирующий вклад внутризонного (друдевского) поглощения световой энергии, что позволяет определить плазменную ω_p^{eff} и релакса-

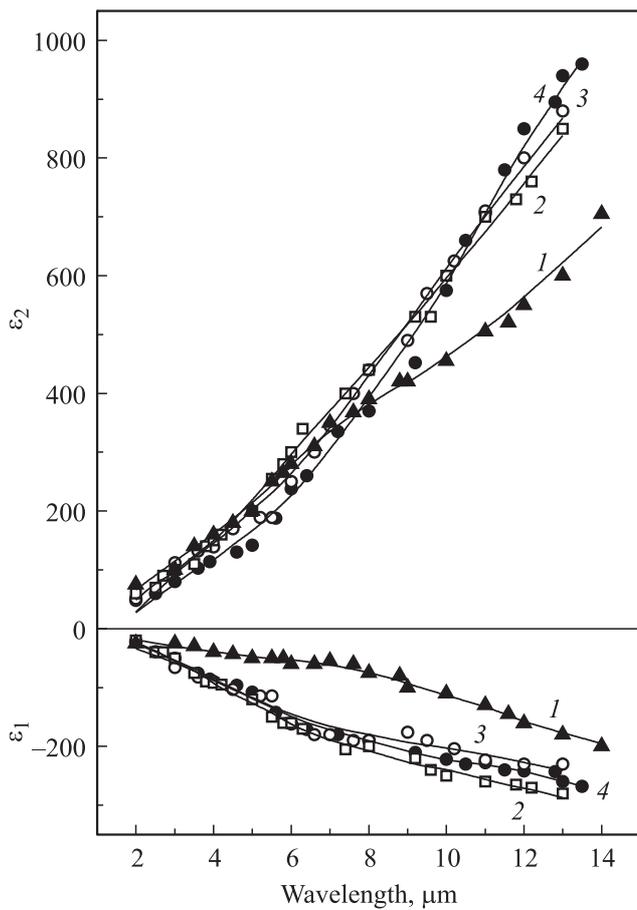


Рис. 5. Спектральная зависимость действительной $\varepsilon_1(\lambda)$ и мнимой $\varepsilon_2(\lambda)$ частей комплексной диэлектрической проницаемости ε^{eff} сверхрешеток $\text{Fe}(t_x, \text{Å})/\text{Cr}(10 \text{ Å})$ ($t_x, \text{Å}$: 1 — 5.2, 2 — 3.2, 3 — 2.6, 4 — 2.1).

ционную γ^{eff} частоты электронов проводимости. Числовые значения ω_p получены из наклона прямолинейного участка графика

$$1 / (1 - \varepsilon_1^{\text{eff}}) = \omega^2 / (\omega_p^{\text{eff}})^2 + (\gamma^{\text{eff}})^2 / (\omega_p^{\text{eff}})^2 \quad (1)$$

в области спектра 8–14 μm , где влияние межзонных электронных переходов незначительно. Время релаксации электронов проводимости $\tau^{\text{eff}} = 1/\gamma^{\text{eff}}$ определено из отрезка, отсекаемого прямой на оси ординат (вкладом от виртуальных электронных переходов при этом пренебрегалось). Ниже обозначение „ eff “ будет опущено.

Нами получены следующие характеристики электронов проводимости в исследуемых сверхрешетках $\text{Fe}(t_x)/\text{Cr}(10 \text{ Å})$: $\hbar\omega_p = 3.14 \text{ eV}$ ($N_{\text{eff}} = 0.69 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}$), $\tau = 2.3 \cdot 10^{-15} \text{ s}$ при $t_{\text{Fe}} = 5.2 \text{ Å}$; $\hbar\omega_p = 3.05 \text{ eV}$ ($N_{\text{eff}} = 0.685 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}$), $\tau = 3.30 \cdot 10^{-15} \text{ s}$ при $t_{\text{Fe}} = 3.2 \text{ Å}$; $\hbar\omega_p = 2.94 \text{ eV}$ ($N_{\text{eff}} = 0.63 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}$), $\tau = 4.48 \cdot 10^{-15} \text{ s}$ при $t_{\text{Fe}} = 2.1$ и 2.6 Å . Здесь N_{eff} — концентрация электронов проводимости, определенная по формуле $(\omega_p)^2 = 4\pi N_{\text{eff}} e^2 / m_0$ (e , m_0 — заряд и масса свободного электрона соответственно). Данные о плазменной ча-

стоте электронов проводимости использованы нами при моделировании спектров МРЭ.

3.3. Магниторефрактивный эффект. Моделирование спектров. Спектры МРЭ исследуемых структур приведены на рис. 6, а–с. В магнитном поле 5 кОе максимальные значения МРЭ в области спектра 2–22.5 μm составляют: (–0.23%) для $\text{Fe}(3.2 \text{ Å})/\text{Cr}(10 \text{ Å})$, (–0.16%) для $\text{Fe}(2.6 \text{ Å})/\text{Cr}(10 \text{ Å})$ и (–0.13%) для $\text{Fe}(2.1 \text{ Å})/\text{Cr}(10 \text{ Å})$. Исследуемые наноструктуры можно представить состоящими из чередующихся слоев Cr и магнитных интерфейсов на основе твердых растворов FeCr. Рассмотрим их в модели Jacquet-Valet (JV) [2]. В ней диэлектрические проницаемости индивидуальных магнитных и немагнитных слоев заменяются эффективной комплексной диэлектрической проницаемостью друдевского типа ε_{SAL}

$$\varepsilon_{\text{SAL}} = \varepsilon_{\text{st}} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{i\omega\tau_{\text{SAL}}}{1 + i\omega\tau_{\text{SAL}}} \left(1 + \frac{\beta_{\text{SAL}}^2 m^2}{(1 + i\omega\tau_{\text{SAL}})^2 - \beta_{\text{SAL}}^2 m^2} \right). \quad (2)$$

Здесь ε_{st} — вклад от виртуальных переходов; ω_p — эффективная плазменная частота электронов проводимости; параметр m характеризует относительную намагни-

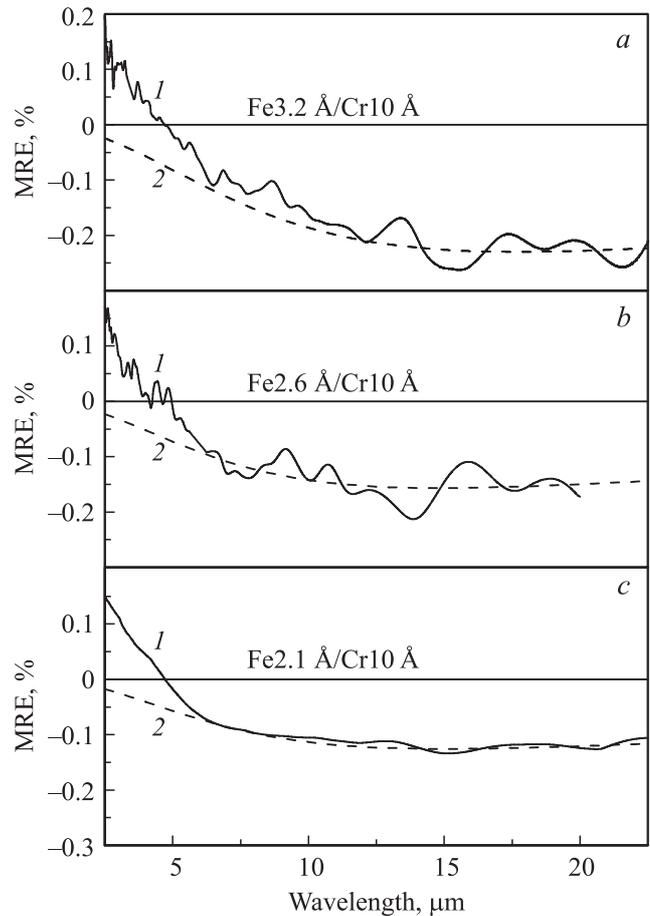


Рис. 6. Спектры МРЭ сверхрешеток при p -поляризации световой волны и угле падения света 70° : 1 — эксперимент, 2 — расчет в модели JV. Магнитное поле $H = 5 \text{ кОе}$.

Интерфейсные параметры электронов проводимости сверхрешеток $\text{Fe}(t_x, \text{\AA})/\text{Cr}(10 \text{\AA})$: время релаксации τ_i , коэффициент спиновой асимметрии γ , спин-зависящие времена релаксации $\tau_i^{\uparrow(\downarrow)}$ и вероятности рассеяния $P_i^{\uparrow(\downarrow)}$

Толщина слоя железа $t_{\text{Fe}}, \text{\AA}$	$\tau_i, \times 10^{-15} \text{ s}$	γ	$\tau_i^{\uparrow(\downarrow)}, \times 10^{-15} \text{ s}$	$P_i^{\uparrow(\downarrow)}$
2.1	2.50	-0.50	1.7 (5.0)	0.23 (0.13)
2.6	2.80	-0.43	2.0 (4.9)	0.25 (0.16)
3.2	3.85	-0.49	2.6 (7.6)	0.21 (0.11)
10.6 [3]	1.74	-0.58	1.1 (4.4)	0.24 (0.10)

ченность магнитных слоев ($m = M/M_s, M_s$ — намагниченность насыщения). Параметры τ_{SAL} и β_{SAL} (среднее время релаксации электронов проводимости в сверхрешетке в нулевом поле и константа средней спиновой асимметрии соответственно) получены в пределе самоусреднения („Self-Averaging Limit“ (SAL) [2]) вероятностей рассеяния электронов проводимости по периоду мультислойной структуры $T, T = t_{\text{Cr}} + t_i$, где t_i — ширина интерфейсного слоя (при номинальных толщинах железа 3.2, 2.6 и 2.1 \AA принимаем $t_i \leq 4 \text{ ML}$). Вероятность рассеяния электронов P при прохождении одного периода сверхрешетки T определяет эффективную скорость релаксации электронов $\tau_{\text{SAL}}^{-1}, \tau_{\text{SAL}}^{-1} = \langle v_{\text{F}} \rangle P / T$ ($\langle v_{\text{F}} \rangle$ — средняя скорость электрона на поверхности Ферми; полагаем $\langle v_{\text{F}} \rangle_{\text{Fe}} \approx \langle v_{\text{F}} \rangle_{\text{Cr}} = \langle v_{\text{F}} \rangle$). Вероятность P есть сумма вероятностей рассеяния электрона в слое хрома, P_{Cr} , и на интерфейсе, $P_i: P = P_{\text{Cr}} + P_i$. Для удобства моделирования параметры τ_{SAL} и β_{SAL} представляем согласно [12] в следующем виде: $\tau_{\text{SAL}}^{-1} = c_i / \tau_i + (1 - c_i) / \tau_{\text{Cr}}$, $\beta_{\text{SAL}} = \tau_{\text{SAL}} \times (\gamma \cdot c_i / \tau_i)$. Здесь c_i — объемная доля интерфейсного слоя; τ_i и τ_{Cr} — времена релаксации электронов проводимости на интерфейсе и в слое хрома соответственно; γ — коэффициент спиновой асимметрии рассеяния электронов проводимости на интерфейсе. Полагаем отсутствие спиновой асимметрии рассеяния в хrome. Далее определим МРЭ по известным формулам Френеля для коэффициентов отражения световой волны поглощающей средой.

Эффект моделировали в предположении, что все железо израсходовано на формирование интерфейсных слоев (в равной пропорции с хромом). Ширину интерфейсного слоя t_i в сверхрешетках $\text{Fe}(3.2 \text{\AA})/\text{Cr}(10 \text{\AA})$, $\text{Fe}(2.6 \text{\AA})/\text{Cr}(10 \text{\AA})$ и $\text{Fe}(2.1 \text{\AA})/\text{Cr}(10 \text{\AA})$ полагали 5.76, 5.2 и 4.2 \AA соответственно. Вариацией параметров τ_i и γ достигали приемлемого совпадения модельной и экспериментальной кривых МРЭ по величине и положению максимума. Рассчитанные спектры приведены на рис. 6 (a–c) под цифрой 2. Параметры модели сведены в таблицу. Там же для сравнения приведены характеристики рассеяния электронов проводимости в сверхрешетке $\text{Fe}(10.6 \text{\AA})/\text{Cr}(10 \text{\AA})$ [3].

3.4. Параметры рассеяния электронов проводимости. Прежде всего, следует отметить, что

расхождение параметров τ_{SAL} с результатами оптических измерений эффективного времени релаксации электронов проводимости $\tau_{\text{opt}}^{\text{eff}}$ у исследованных сверхрешеток с ультратонкими слоями железа не превышает 15%. Коэффициент спиновой асимметрии интерфейсного рассеяния γ изменяется у данных наноструктур (см. таблицу) от (-0.43) до (-0.50). Значения γ и отношений вероятностей рассеяния электронов проводимости на интерфейсе $P^{\uparrow}/P^{\downarrow}$ оказались несколько меньшими в сравнении с аналогичными параметрами сверхрешеток со сплошными слоями Fe ($t_{\text{Fe}} = 7.2\text{--}15.3 \text{\AA}$), что были исследованы нами ранее [3]. Отметим, что выполненные в работе [13] расчеты интерфейсного сопротивления в мультислоях Fe/Cr в CPP-геометрии (CPP — current perpendicular plane) показали, что сближение вероятностей интерфейсного рассеяния $P^{\uparrow}, P^{\downarrow}$ и уменьшение коэффициентов спиновой асимметрии рассеяния γ обусловлены дефектностью интерфейсных слоев и усилением процессов диффузного рассеяния электронов. В нашем случае наиболее высокое значение $\gamma = -0.50$ получено для наноструктуры с толщиной слоя железа $t_{\text{Fe}} = 2.1 \text{\AA}$. Тем не менее, эта наноструктура имеет меньшие величины γ и $P^{\uparrow}/P^{\downarrow}$ в сравнении с аналогичными параметрами сверхрешетки $\text{Fe}(10.6 \text{\AA})/\text{Cr}(10 \text{\AA})$ (см. таблицу). Это обусловлено, по-видимому, большей дефектностью интерфейсных слоев, образующихся в сверхрешетках с ультратонкими (кластерными) слоями железа ($t_{\text{Fe}} = 2.1\text{--}3.2 \text{\AA}$). Сравнивая $r_{\text{MRE}}(H_s)$ (H_s — поле насыщения) образца с $t_{\text{Fe}} = 2.1 \text{\AA}$ и сверхрешеток с $t_{\text{Fe}} = 7.2\text{--}15.3 \text{\AA}$, в которых наряду с интерфейсами формируются и сплошные слои ОЦК-Fe, можно констатировать, что уменьшение МРЭ в сверхрешетках Fe/Cr происходит при толщинах слоев Fe, начиная с $t_{\text{Fe}} > 7 \text{\AA}$. Поскольку коэффициент спиновой асимметрии рассеяния электронов проводимости в интерфейсном слое и в объеме ОЦК-Fe имеет противоположные знаки [14], то наибольшая величина МРЭ ожидается в наноструктурах с оптимальными параметрами интерфейсов при отсутствии сплошных слоев Fe.

4. Заключение

Полученные данные о спектральной зависимости и величине диссипативной функции $-\omega \text{Im} \sigma_{xy}(\omega)$ сверхрешеток Fe/Cr с ультратонкими слоями железа ($t_{\text{Fe}} = 3.2, 2.6, 2.1 \text{\AA}$) свидетельствуют о полном расходовании осажденных атомов Fe на формирование магнитных интерфейсов в матрице Cr. Магниторефрактивный эффект в таких наноструктурах обусловлен исключительно асимметрией рассеяния электронов проводимости на интерфейсах. Изменение вероятностей рассеяния электронов проводимости происходит в обоих spin-up (\uparrow) и spin-down (\downarrow)-токовых каналах, сближая значения P^{\uparrow} и P^{\downarrow} , что указывает на повышенную дефектность интерфейсных слоев в кластерно-слоистых наноструктурах Fe/Cr. Значение коэффициента асимметрии интерфейсно-

го рассеяния электронов проводимости в сверхрешетках с ультратонкими (кластерными) слоями железа ${}^{\gamma}\text{Fe}/\text{Cr}(100)$ оказалось равным -0.47 ± 0.04 , что примерно на 20% меньше в сравнении с аналогичным параметром сверхрешеток со сплошными слоями железа.

Список литературы

- [1] M.D. Stiles, D.R. Penn. Phys. Rev. B **61**, 3200 (2000).
- [2] J.C. Jacquet, T. Valet. In: Magnetic Ultrathin Films, Multilayers and Surfaces. MRS Symp. Proc. **384**, 477 (1995).
- [3] I.D. Lobov, M.M. Kirillova, A.A. Makhnev, L.N. Romashev, V.V. Ustinov. Phys. Rev. B **81** 134 436 (2010).
- [4] И.Д. Лобов, М.М. Кириллова, Л.Н. Ромашев, М.А. Миляев, В.В. Устинов. ФММ **113**, 1221 (2012).
- [5] V.V. Ustinov, L.N. Romashev, M.A. Milyaev, A.B. Korolev, T.P. Krinitsina, A.M. Burkhanov. J. Magn. Magn. Mater. **300**, 148 (2006).
- [6] А.Б. Дровосеков, Н.М. Крейнс, Д.И. Холин, А.В. Королев, М.А. Миляев, Л.Н. Ромашев, В.В. Устинов. Письма в ЖЭТФ **88**, 126 (2008).
- [7] I.D. Lobov, M.M. Kirillova, L.N. Romashev, V.V. Ustinov, V.M. Maevskii, M.A. Milyaev. J. Magn. Magn. Mater. **300**, e359 (2006).
- [8] I.D. Lobov, M.M. Kirillova, A.A. Makhnev, L.N. Romashev, V.V. Ustinov. Solid State Phenomena **168–169**, 517 (2011).
- [9] И.Д. Лобов, М.М. Кириллова, В.М. Маевский, Л.Н. Ромашев. ЖЭТФ **132**, 932 (2007).
- [10] В.В. Устинов, М.М. Кириллова, И.Д. Лобов, В.М. Маевский, А.А. Махнев, В.И. Минин, Л.Н. Ромашев, А.Р. Дель, А.В. Семериков, Е.И. Шредер. ЖЭТФ **109**, 477 (1996).
- [11] Ю.А. Успенский, С.В. Халилов. ЖЭТФ **95**, 1022 (1989).
- [12] M. Vopsaroiu, D. Bozec, J.A.D. Matthew, S.M. Thompson, C.H. Marrows, M. Perez. Phys. Rev. B **70**, 214 423 (2004).
- [13] K. Xia, P.J. Kelly, G.E.W. Bauer, I. Turek, J. Kudrnovský, V. Drchal. Phys. Rev. B **63**, 064 407 (2001).
- [14] C. Vouille, A. Barthélémy, F. Elokani Mpondo, A. Fert, P.A. Schroeder, S.Y. Hsu, A. Reilly, R. Loloee. Phys. Rev. B **60**, 6710 (1999).