

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В АНТИФЕРРОМАГНИТНОМ ХРОМЕ

И. Д. Лобов, М. М. Кириллова, В. М. Маевский, Л. Н. Ромашев*

*Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук
620219, Екатеринбург, Россия*

Поступила в редакцию 4 июня 2007 г.

В антиферромагнитном хrome обнаружены и изучены экваториальный и полярный эффекты Керра, а также квадратичный магнитооптический эффект в отраженном свете. Измерения выполнены в ИК-, видимой и УФ-областях спектра в магнитном поле $H = 10$ кЭ. Впервые определена частотная дисперсия недиагональной компоненты тензора диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$ хрома. Анализ полученных магнитооптических данных проведен на основе имеющихся сведений об электронной структуре хрома.

PACS: 71.20.Be, 75.50.Ee, 78.20.Ls

1. ВВЕДЕНИЕ

Хром является хорошо изученным антиферромагнитным (АФ) $3d$ -переходным металлом с температурой Нееля $T_N = 311$ К (см. обзор [1]). Его АФ-состояние описывается синусоидальной волной спиновой плотности $\mathbf{P}(\mathbf{r}) = \mathbf{P}(\mathbf{q}) \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r})$ (\mathbf{P} — вектор спиновой поляризации электронов проводимости) с волновым вектором, направленным вдоль одной из кристаллографических осей типа [100]. Вектор $\mathbf{q} = (2\pi/a)(1 - \delta, 0, 0)$ (a — постоянная решетки) несоизмерим с параметром ОЦК-решетки Cr из-за малого зависящего от температуры параметра δ , равного 0.048 при 4 К и 0.037 при T_N . Максимальный магнитный момент на атоме Cr составляет $\mu = 0.59\mu_B$ ($T = 4$ К). Ниже 123 К поперечная модуляция магнитных моментов в хrome сменяется продольной модуляцией (spin-flip-переход). Небольшие примеси переходных d -металлов либо усиливают амплитуду волны спиновой плотности, либо скачком переводят хром в соизмеримое АФ-состояние, когда $\mathbf{q} = (1/2)\mathbf{G}$ (\mathbf{G} — вектор обратной решетки вдоль [100]). Интерес к исследованиям магнитной и электронной структур и свойств хрома в последнее время повысился в связи с использованием этого металла в качестве «немагнитной» прослойки в металлических сверхрешетках (например, Fe/Cr), обладающих гигантским магниторезистивным эффектом.

Насколько нам известно, исследования магнитооптических свойств Cr до последнего времени не проводились.

Недавно [2] нами обнаружен экваториальный эффект Керра (ЭЭК, δ_p -эффект) на пленочных образцах хрома, приготовленных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Спектры ЭЭК измерялись в магнитном поле 10 кЭ при угле падения световой волны на образец $\varphi = 70^\circ$. Оказалось, что по величине ЭЭК в пленках хрома при $H = 10$ кЭ составляет приблизительно 0.2 % от ЭЭК в ОЦК-железе.

В настоящей работе продолжены начатые в работе [2] исследования магнитооптических свойств АФ-хрома. Изучены спектральные зависимости нечетных по намагниченности экваториального и полярного эффектов Керра, а также спектральная зависимость квадратичного по намагниченности магнитооптического эффекта в отраженном свете [3]. Отметим, что физическая природа этих эффектов различна. Гиротропные экваториальный и полярный эффекты Керра определяются магнитооптическим параметром $Q = i\varepsilon_{ij}/\varepsilon_{ii}$ (ε_{ii} и ε_{ij} — соответственно диагональная и недиагональная компоненты тензора диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$). Источником гиротропии служит механизм спин-орбитального взаимодействия электронов. Негиротропный квадратичный магнитооптический эффект характеризует влияние магнитного поля на диагональную компоненту тензора диэлектрической

*E-mail: i_lobov@imp.uran.ru

проницаемости. Он обусловлен спин-орбитальным расщеплением энергетических зон и наблюдается на фоне нечетного ЭЭК. Задача исследования состояла в регистрации этих эффектов в хrome, определении спектральных зависимостей диагональной $\varepsilon_{xx}(\omega)$ и недиагональной $\varepsilon_{xy}(\omega)$ (ω — круговая частота световой волны) компонент тензора диэлектрической проницаемости, а также в установлении связи наблюдаемых магнитооптических явлений в АФ-хrome с электронной структурой.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДИКИ

Измерения экваториального эффекта Керра — нечетного по намагниченности эффекта относительного изменения интенсивности отраженного света $\delta_p = \Delta I/I_0$ при намагничивании образца перпендикулярно плоскости падения света и при p -поляризации падающей волны — выполнены для углов падения света 50° и 70° . Измерения полярного эффекта Керра проведены при s -поляризации падающего излучения и азимуте анализатора 45° относительно p - и s -поляризаций. Угол падения света на образец составлял 52° . Измерения ЭЭК и полярного эффекта Керра выполнены при комнатной температуре в магнитном поле $H = 10$ кЭ при длинах волн $\lambda = 0.4$ – 2.5 мкм. Образец перемагничивался с частотой $f = 2$ Гц.

Квадратичный магнитооптический эффект на отражение измерен в геометрии экваториального намагничивания при s -поляризации падающей световой волны и углах падения света 10° и 30° . Спектральный диапазон исследований — $\lambda = 0.4$ – 10 мкм.

Показатели преломления n и поглощения k , необходимые для расчета диагональной и недиагональной компонент тензора диэлектрической проницаемости, определены из эллипсометрических измерений методом Битти с погрешностью около 2–3%. Образцами служили массивный поликристаллический хром и квазимонокристаллическая пленка Cr(100) толщиной 600 \AA , выращенная в сверхвысоком вакууме методом молекулярно-лучевой эпитаксии на монокристаллической подложке из сапфира. Зеркальную поверхность поликристаллического хрома готовили механическим полированием на алмазных пастах разной дисперсности с последующим отжигом и травлением в хлорно-уксусном электролите. Полученные значения n и k хорошо согласуются с опубликованными нами ранее [4]. Температура Нееля $T_N = 311$ К исследованного нами поликристаллического образца хрома определена из нейтроногра-

фических данных. Для пленки Cr(100) значение $T_N = 311$ К получено из измерений электросопротивления.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Модельный подход к объяснению магнитооптики хрома

Если ограничиться простым случаем АФ-кристалла с двумя равными подрешетками ($M_1 = M_2$), то возникновение магнитооптических эффектов в хrome можно связать с явлением так называемого «схлопывания» магнитных подрешеток (spin-flopping), когда с увеличением внешнего магнитного поля векторы намагниченностей подрешеток M_1 и M_2 в антиферромагнитных доменах вначале выстраиваются почти перпендикулярно направлению внешнего поля, а затем начинают поворачиваться в направлении поля, что приводит к появлению результирующего магнитного момента. При этом намагниченность образца будет возрастать линейно с увеличением напряженности поля H , приводя к росту антисимметричной компоненты в тензоре диэлектрической проницаемости:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & -i\varepsilon Q & 0 \\ i\varepsilon Q & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{pmatrix}, \quad Q = i \frac{\varepsilon_{xy}}{\varepsilon_{xx}}. \quad (1)$$

Здесь Q — магнитооптический параметр, линейный по намагниченности, ε_{xx} и ε_{xy} — соответственно диагональная и недиагональная компоненты $\hat{\varepsilon}$. Тензор диэлектрической проницаемости $\hat{\varepsilon}$ записан для кубического кристалла в системе координат, в которой вектор намагниченности M направлен вдоль оси z . Тензор магнитной проницаемости $\hat{\mu}$ в данной работе мы не учитываем, поскольку для оптического диапазона частот, как показано в работе [5], $|\mu_{xy}| \sim 10^{-2}|\varepsilon_{xy}|$, а компонента $\mu_{xx} \approx 1$. Тензор $\hat{\varepsilon}$ связан с тензором проводимости известным соотношением

$$\varepsilon_{ij}(\omega) = \eta_{ij} - 4\pi i \sigma_{ij}(\omega)/\omega,$$

где η_{ij} — символ Кронекера. В рамках рассмотренной простой модели возникновения результирующей намагниченности в двухподрешеточном антиферромагнетике можно применить обычные формулы для магнитооптических эффектов [6]. В частности, при расчете недиагональной компоненты ε_{xy} тензора диэлектрической проницаемости мы использовали выражение для экваториального эффекта

Керра при p -поляризации падающей электромагнитной волны и магнитном поле, приложенном перпендикулярно плоскости падения света ($z \parallel \mathbf{M}$):

$$\delta_p = -4 \operatorname{tg} \varphi \operatorname{Re} \frac{\varepsilon_{xy}}{(\varepsilon_{xx} - 1)(\varepsilon_{xx} - \operatorname{tg}^2 \varphi)}, \quad (2)$$

где φ — угол падения. Для расчета угла вращения плоскости поляризации в полярном эффекте Керра по найденным из измерений δ_p -эффекта магнитооптическим параметрам использовалось выражение [6]

$$\alpha_K = -\operatorname{Im} \frac{r(r_s - r_p \operatorname{tg}^2 \theta)Q}{r_s^2 + r_p^2 \operatorname{tg}^2 \theta}. \quad (3)$$

Здесь Q — магнитооптический параметр (1), θ — угол отклонения плоскости поляризации падающей световой волны от s -компоненты,

$$r = \frac{n_0^2 \cos \varphi}{(\cos \varphi + g_0)(n_0^2 \cos \varphi + g_0)}, \quad (4)$$

$$r_s = \frac{\cos \varphi - g_0}{\cos \varphi + g_0}, \quad r_p = \frac{n_0 \cos \varphi - g_0}{n_0 \cos \varphi + g_0}.$$

В выражениях (4) r_p и r_s — коэффициенты отражения Френеля, $g_0 = \sqrt{n_0^2 - \sin^2 \varphi}$, n_0 — показатель преломления магнитной среды. Предполагается также, что внешняя среда (вакуум) имеет показатель преломления $n_1 = 1$.

3.2. Экваториальный эффект Керра

На рис. 1 представлены спектры $\delta_p(\hbar\omega)$, полученные нами на массивном поликристаллическом образце и пленке Cr(100) (см. вставку). Там же для сравнения приведены спектры ЭЭК толстой ($t \approx 1000 \text{ \AA}$) пленки железа и кластерно-слоистой наноструктуры (Fe1.2 Å/Cr10 Å)₆₀, приготовленных нами методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Отметим, что кривые ЭЭК для пленки и массивного образца Cr в целом схожи по спектральной зависимости. Однако в случае квазиоднокристаллической пленки Cr(100) величина ЭЭК при энергиях $E \sim 1.8\text{--}2.0 \text{ эВ}$ в 1.5 раза больше по сравнению с поликристаллическим образцом. Кривые δ_p -эффекта, изображенные на вставке рис. 1, показывают, что магнитооптический отклик слоев хрома вносит существенный вклад в величину ЭЭК кластерно-слоистой наноструктуры.

График функции $\operatorname{Re} \sigma_{xx}(\omega)$, характеризующей оптическое поглощение в хrome, приведен на рис. 2а. Из значений ЭЭК при двух углах падения света и

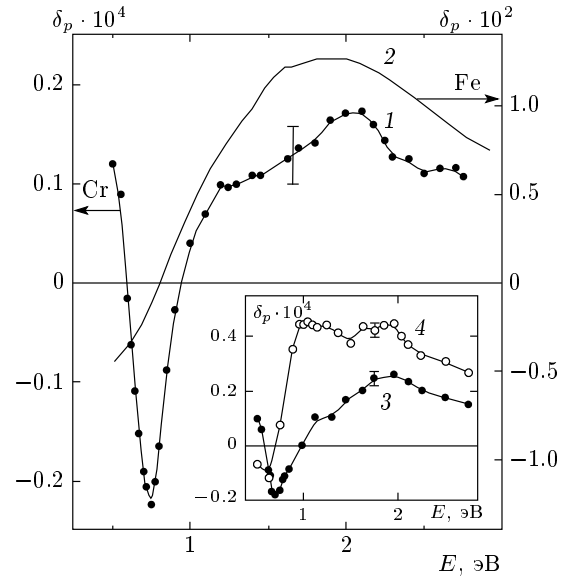


Рис. 1. Спектральные зависимости δ_p -эффекта при угле падения света $\varphi = 70^\circ$ для различных образцов: 1 — массивный поликристаллический Cr, 2 — эпитаксиальная пленка Fe ($t_{\text{Fe}} \approx 1000 \text{ \AA}$); на вставке: 3 — эпитаксиальная пленка Cr(100) ($t_{\text{Cr}} = 600 \text{ \AA}$), 4 — кластерно-слоистая наноструктура (Fe1.2 Å/Cr10 Å)₆₀

оптических постоянных n и k были рассчитаны мнимая часть недиагональной компоненты тензора оптической проводимости $\operatorname{Im} \sigma_{xy}(\omega)$ (рис. 2б), а также действительная ε'_{xy} и мнимая ε''_{xy} части недиагональной компоненты тензора диэлектрической проницаемости Cr (рис. 3).

Прежде чем перейти к обсуждению полученных результатов, рассмотрим электронную структуру AF-хрома. В рамках зонной теории существование волны спиновой плотности в хrome связывается с уникальной топологией поверхности Ферми в парамагнитной фазе, а именно, с наличием больших, почти равных по размерам листов — электронного «джека» с центром в точке Γ зоны Бриллюэна и дырочного октаэдра с центром в точке H зоны Бриллюэна (рис. 4), значительная часть которых совмещается друг с другом при трансляции на вектор $\mathbf{q} = (2\pi/a)(0.95, 0, 0)$ (nesting-модель) и коллапсирует [7]. Взаимодействие конгруэнтных поверхностей обеспечивается притяжением электронов и дырок [9]. Таким образом, стабилизация волны спиновой плотности кардинальным образом изменяет топологию поверхности Ферми Cr по сравнению с таковой в парамагнитной фазе. Подтверждение этому получили Грибнер и Маркус [10], которые объясни-

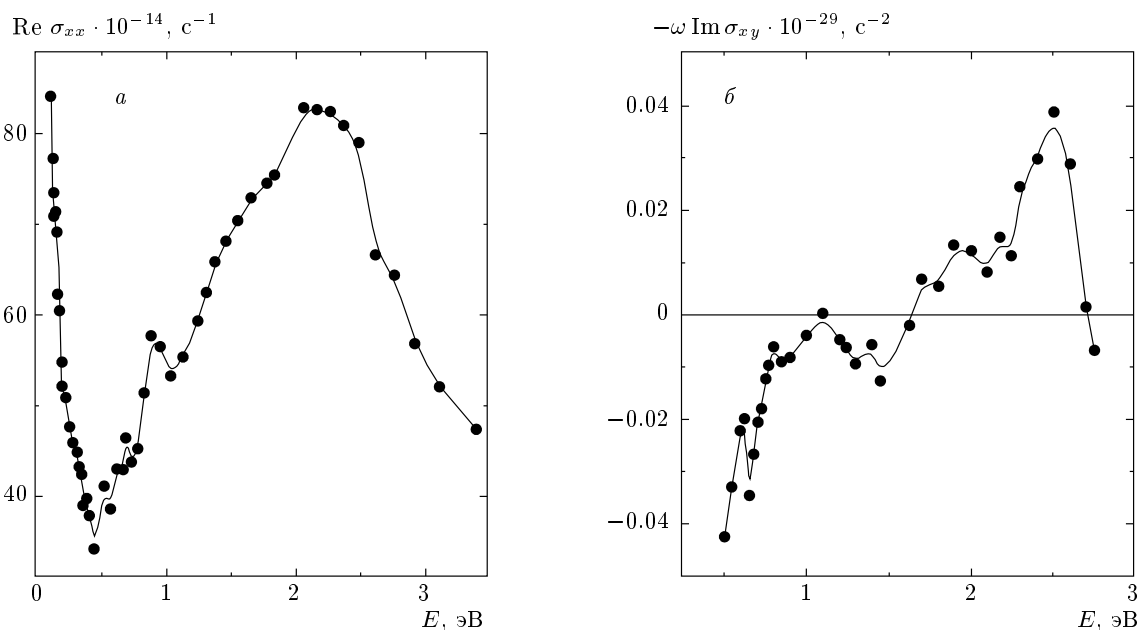


Рис. 2. а — Диссипативная часть диагональной компоненты тензора проводимости $Re \sigma_{xx}(\omega)$ хрома, б — диссипативная часть недиагональной компоненты тензора проводимости $\omega Im \sigma_{xy}(\omega)$ хрома

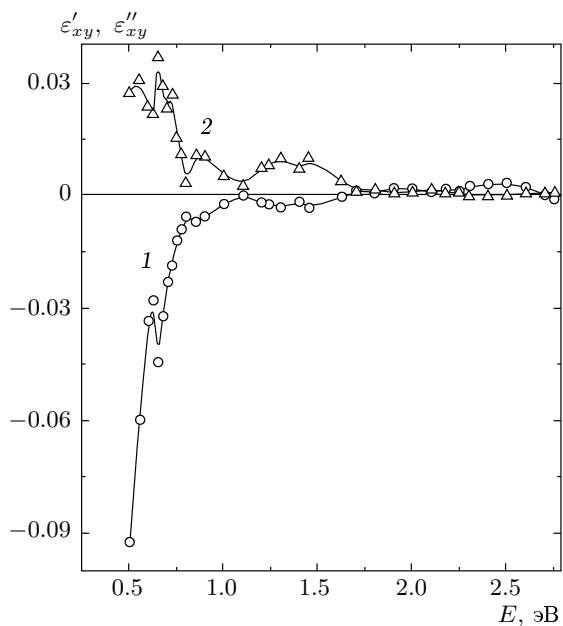


Рис. 3. Спектральные зависимости действительной ϵ'_{xy} (1) и мнимой ϵ''_{xy} (2) частей недиагональной компоненты тензора диэлектрической проницаемости хрома

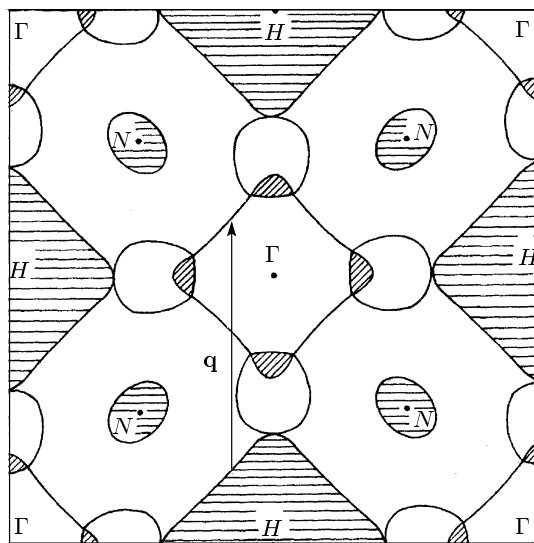


Рис. 4. Сечение ферми-поверхности парамагнитного Cr в плоскости (100), расчетные данные [8]

рок в точке N и электронных линз вдоль направления ΓH зоны Бриллюэна. Обнаруженное нами ранее [4] уменьшение в АF-хrome квадрата плазменной частоты электронов проводимости ω_p^2 на 25 % также указывает на коллапс части поверхности Ферми.

При синусоидальной модуляции намагниченности и появлении нового периодического члена в об-

ли свои результаты по исследованию эффекта де Газа – ван Альфена в хrome только присутствием ды-

менно-корреляционном потенциале в зонном спектре хрома формируются новые энергетические щели $E(\mathbf{k}) = E(\mathbf{k} \pm n\mathbf{q})$ (n — целое число), разделенные вектором \mathbf{q} . Величина этих щелей пропорциональна амплитуде спиновой волны P_0 . Теоретические оценки энергии «магнитных» щелей впервые получены Асано и Ямашита [11], которые выполнили расчет энергетических зон хрома методом функций Грина с учетом спиновой поляризации для простого АФ-упорядочения, соответствующего $\mathbf{q} = (2\pi/a)(1, 0, 0)$, когда в вершинах куба спины были направлены «вверх» (\uparrow), а в центре куба — «вниз» (\downarrow). В этом случае кристалл обладает простой кубической симметрией (решетка CsCl) и энергетический спектр электронов можно рассчитать из первых принципов. Было установлено, что дополнительные энергетические щели в АФ-состоянии появляются при пересечении энергетических зон идентичной симметрии, смещенных друг относительно друга под действием обменного взаимодействия. Дополнительные щели, согласно работе [11], образуются вблизи уровня Ферми E_F преимущественно в Λ - и Σ -направлениях зоны Бриллюэна, при этом плотность состояний на E_F уменьшается на 29%. Аномальное поведение оптических характеристик при стабилизации АФ-состояния, выразившееся в формировании дополнительных пиков поглощения на участках спектра $0.07 \text{ эВ} \leq \hbar\omega_1 \leq 0.20 \text{ эВ}$ и $0.36 \text{ эВ} \leq \hbar\omega_2 \leq 0.65 \text{ эВ}$, подтверждает наличие обменного расщепления зонных состояний в хроме [4, 12, 13].

Перейдем к рассмотрению спектральной зависимости диагональной σ_{xx} и недиагональной σ_{xy} компонент тензора оптической проводимости $\hat{\sigma}$ в хроме. Форма дисперсионной кривой действительной части проводимости $\text{Re} \sigma_{xx}(\omega)$ (рис. 2а) указывает, что в интервале спектра $E = 0.3\text{--}3.5 \text{ эВ}$ оптические свойства хрома определяются межзонным механизмом поглощения света. На этом участке спектра формируется интенсивная полоса поглощения с максимумом при энергии фотона, равной 2 эВ. Проведенные ранее [14] температурные измерения оптических свойств хрома показали, что эффекты обменного расщепления электронных состояний проявляются также при высоких энергиях фотона. В частности, дополнительные пики поглощения в АФ-хроме были обнаружены при энергиях фотона $E = 1.9\text{--}2.4 \text{ эВ}$ в окрестности максимума основной полосы поглощения. Этот результат будет использован ниже при обсуждении частотной зависимости недиагональной компоненты ε_{xy} хрома.

Теперь рассмотрим функцию $-\omega \text{Im} \sigma_{xy}(\omega)$,

характеризующую магнитопоглощение в хроме. Из рис. 2 видно, что наблюдаемый магнитооптический отклик приходится на область основной полосы межзонного поглощения. Отличительными особенностями спектрального поведения функции $\omega \text{Im} \sigma_{xy}(\omega)$ являются две области повышенных значений и перемена знака в районе 1.7 эВ. Максимальные значения недиагональной компоненты оптической проводимости хрома достигаются при энергиях фотона $\hbar\omega_1 = 0.5 \text{ эВ}$ и $\hbar\omega_2 = 2.5 \text{ эВ}$, а минимальные — в интервале спектра 0.8–1.8 эВ.

Без соответствующих микроскопических расчетов объяснить спектральный ход магнитопоглощения в Cr не представляется возможным. Процедура вычисления из первых принципов функций $\text{Re} \sigma_{xx}(\omega)$ и $-\omega \text{Im} \sigma_{xy}(\omega)$ для ферромагнитных металлов разработана и успешно используется для анализа экспериментальных данных. В частности, хорошее согласие между теоретическими и экспериментальными спектрами указанных функций Fe получено в работах Успенского и Халилова [15, 16]. При этом было установлено, что спектральные особенности этих компонент непосредственно связаны с шириной d -зоны, величиной спин-орбитального и обменного взаимодействий. Другие примеры теоретического анализа магнитооптических данных ферромагнетиков приведены в обзоре [17]. Особый интерес вызывает то обстоятельство, что в области основной полосы межзонного поглощения (видимый и УФ-интервалы спектра) теория предсказывает пропорциональность между недиагональными компонентами тензора проводимости и разностью вкладов диагональных компонент, относящихся к различным спиновым подсистемам. В грубом приближении это можно записать как

$$-\omega \text{Im} \sigma_{xy}(\omega) \sim (\text{Re} \sigma_{xx}^{\uparrow}(\omega) - \text{Re} \sigma_{xx}^{\downarrow}(\omega)).$$

Известно, что в железе обменное расщепление $3d$ -зоны составляет $2\Delta_{exc} \sim 2 \text{ эВ}$. Большая разница в заселенности электронных состояний с разным направлением спина приводит к существенному различию вкладов в межзонное оптическое поглощение от спиновых подсистем (\uparrow) и (\downarrow), поэтому максимальная величина $-\omega \text{Im} \sigma_{xy}$ в этом металле (в области основной полосы межзонного поглощения) достигает высоких значений — около $6 \cdot 10^{29} \text{ с}^{-2}$ [18]. В случае хрома ситуация иная. Как уже отмечалось выше, величина магнитного момента в Cr не превышает значения $\mu = 0.59\mu_B$, и обменное расщепление энергетических зон намного меньше по сравнению с ферромагнитным железом. К тому же в Cr расщепление энергетических зон $E_i(\mathbf{k})$ происходит

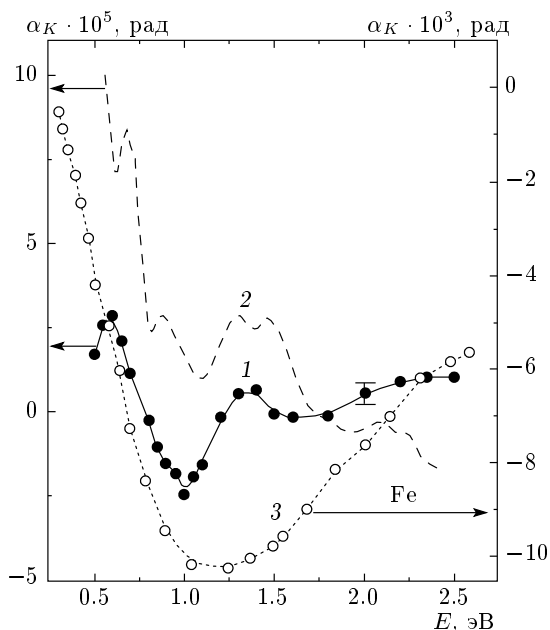


Рис. 5. Спектры угла вращения плоскости поляризации α_K в полярном эффекте Керра для различных образцов: 1 — эпитаксиальная пленка Cr(100) (эксперимент, $\varphi = 52^\circ$), 2 — кривая α_K при $\varphi = 52^\circ$, рассчитанная на основе данных ЭЭК для пленки Cr(100), 3 — кривая α_K в Fe [18]

только в ограниченной части зоны Бриллюэна, а большинство зонных состояний не претерпевает изменений. Поэтому различие суммарных функций $\text{Re} \sigma_{xx}^\uparrow(\omega)$ и $\text{Re} \sigma_{xx}^\downarrow(\omega)$ в хrome ожидается незначительным. Как мы уже отмечали выше, эффекты обменного взаимодействия в оптических свойствах Cr проявляются в виде дополнительных полос поглощения при энергиях фотона 0.07–0.20 эВ, 0.3–0.65 эВ и 1.9–2.4 эВ. Напротив, в области спектра $\hbar\omega \sim 1.0$ –1.8 эВ в дисперсии функции $\text{Re} \sigma_{xx}(\omega)$ не замечено изменения, связанного с обменным расщеплением электронных состояний [14]. Эти экспериментальные результаты, на наш взгляд, объясняют низкие значения магнитопоглощения на участке спектра 0.9–2.0 эВ и усиление амплитуды функции $-\omega \text{Im} \sigma_{xy}(\omega)$ при энергиях $E \leq 0.9$ эВ и $E \geq 2.1$ эВ. С ростом внешнего магнитного поля величина ЭЭК в Cr будет возрастать, однако это не повлияет на спектральный ход недиагональной компоненты тензора оптической проводимости.

3.3. Полярный эффект Керра

Перейдем к рассмотрению полярного эффекта Керра, измеренного на эпитаксиальной пленке

Cr(100). Эксперимент показал немонотонную зависимость угла вращения плоскости поляризации α_K в хrome от энергии фотона (кривая 1, рис. 5). Для сравнения приводим также график спектральной зависимости угла вращения в железе α_K^{Fe} (кривая 3, рис. 5) [18]. Максимальная величина относительного изменения интенсивности $\Delta I/I_0$ полярного эффекта Керра в Cr в исследуемом диапазоне спектра составляет $5 \cdot 10^{-5}$ в поле 10 кЭ. Это соответствует повороту плоскости поляризации электромагнитной волны на $1.5 \cdot 10^{-3}$ градусов. Нам известны диагональная ε_{xx} и недиагональная ε_{xy} компоненты тензора диэлектрической проницаемости Cr, поэтому можно сравнить измеренный спектр угла вращения плоскости поляризации световой волны с рассчитанным по феноменологической формуле (3). Оказалось, что рассчитанный спектр $\alpha_K(\omega)$ (кривая 2, рис. 5) вполне удовлетворительно описывает спектральное поведение экспериментально полученной величины угла (кривая 1, рис. 5), в частности, энергетическое положение экстремумов при 0.65 эВ и 1.35 эВ. Проведенное сопоставление экспериментальных значений α_K с рассчитанными является независимой проверкой правильности определения недиагональной компоненты ε_{xy} тензора диэлектрической проницаемости хрома.

Сравним значения угла вращения α_K в хrome с результатами, полученными ранее для алюминия и серебра [19]. Полярный эффект Керра был зафиксирован в этих металлах на участке длин волн $\lambda = 4150$ –8000 Å в магнитном поле $H = 10$ кЭ. Максимальные значения α_K составили $(31.4 \pm 1.0) \cdot 10^{-7}$ мин/Э в алюминии и $(74.9 \pm 7.5) \cdot 10^{-7}$ мин/Э в серебре. Для АF-хрома максимальное значение угла вращения Керра $\alpha_K = (98 \pm 9) \cdot 10^{-7}$ мин/Э, т.е. имеет место небольшое (порядка 30%) увеличение угла вращения плоскости поляризации световой волны по сравнению со случаем серебра. Этому результату можно дать следующее объяснение. Во-первых, в Ag параметр спин-орбитального взаимодействия в 4–5 раз превосходит соответствующий параметр в Cr. Во-вторых, на величину α_K существенно влияет диагональная компонента тензора диэлектрической проницаемости ε_{xx} (см. формулы (3), (4)), способствуя либо уменьшению эффекта в области интенсивного межзонного поглощения, либо его увеличению в области относительной прозрачности металла. Для ферромагнитных соединений этот вопрос теоретически рассмотрен в работах [17, 20]. Магнитооптические свойства хрома изучены нами в области основной полосы межзонного поглощения

(рис. 2а), высокая интенсивность которой обеспечивается ($d, p \rightarrow p, d$)-типом электронных переходов. На указанном участке спектра величина оптической проводимости хрома $\text{Re}\sigma_{xx} = (40\text{--}85) \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$, что почти на два порядка выше соответствующей величины в Ag, и это приводит к существенному уменьшению угла вращения α_K в хrome.

3.4. Квадратичный магнитооптический эффект

Первое экспериментальное наблюдение квадратичного по намагниченности магнитооптического эффекта в отраженном свете, δ_q , проведено на ферромагнитных металлах [3].

В геометрии экваториального намагничивания (магнитное поле H перпендикулярно плоскости падения света и направлено вдоль оси z) при s -поляризации падающей световой волны величину эффекта $\delta_q(H)$ можно представить в виде

$$\delta_q(H) = \frac{I(0) - I(H)}{I(H)},$$

$$I(H) = \left| \frac{\cos \varphi - \sqrt{\varepsilon_{zz} - \sin^2 \varphi}}{\cos \varphi + \sqrt{\varepsilon_{zz} - \sin^2 \varphi}} \right|^2, \quad (5)$$

где $I(0)$ и $I(H)$ — интенсивности отраженного от образца света соответственно при $H = 0$ и в магнитном поле H , $\varepsilon_{zz} = \varepsilon(H)$ — диэлектрическая проницаемость образца в магнитном поле H , φ — угол падения света на образец. Если учесть малую величину изменения диэлектрической проницаемости в магнитном поле, то $|\Delta\varepsilon| \ll |\varepsilon(H)|, |\varepsilon(0)|$, где $\Delta\varepsilon = \varepsilon(H) - \varepsilon(0)$. Тогда согласно формуле (5) получаем выражение

$$\delta_q(\varphi) = 2 \cos \varphi \text{Re} \frac{\Delta\varepsilon}{(\varepsilon - 1)\sqrt{\varepsilon}} = A \cos \varphi. \quad (6)$$

Как видно из формулы (6), эффект имеет характерную угловую зависимость, достигая максимума при нормальном падении света, в то время как ЭЭК при s - и p -поляризациях света обращается в нуль в случае $\varphi = 0$. Обращает на себя внимание то, что при s -поляризации падающей световой волны и экваториальном намагничивании феноменологические выражения для обсуждаемого квадратичного эффекта и магниторефрактивного эффекта [21] совпадают. Оба эффекта являются негиротропными, но если первый обусловлен влиянием магнитного поля (намагниченности) на комплексный показатель преломления магнитно-однородной среды за счет спин-орбитального взаимодействия, то

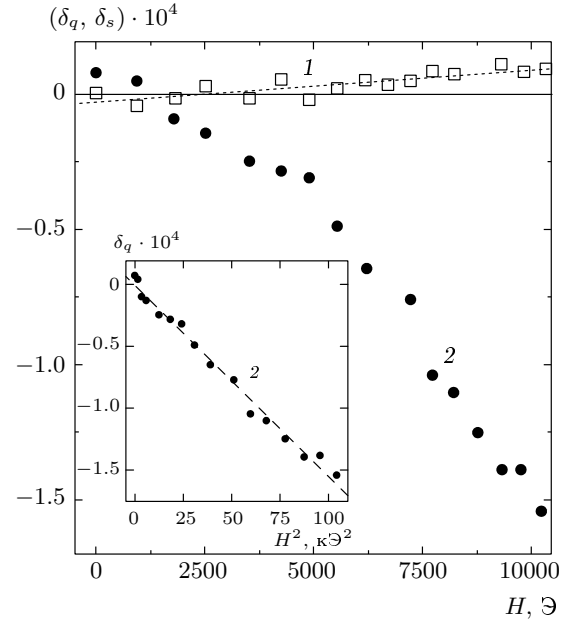


Рис. 6. Полевые зависимости эффекта δ_s (1) и квадратичного эффекта δ_q (2) в Cr для энергии фотона $\hbar\omega = 0.75$ эВ при угле падения света $\varphi = 50^\circ$

природа второго эффекта связана с асимметрией спин-зависимого рассеяния электронов проводимости на интерфейсах магнитно-неоднородной среды с эффективной компонентой ε_{zz} (сверхрешетки, гранулированные сплавы) [22].

При изучении квадратичного эффекта модуляционным методом при экваториальном намагничивании образца в измеряемой величине будет присутствовать примесь от линейного магнитооптического эффекта (ЭЭК). С целью минимизации величины этой примеси измерение δ_q проводилось при s -поляризации падающего излучения с предварительным измерением гиромангнитного нечетного δ_s -эффекта в нескольких точках спектра для оценки его величины. На рис. 6 приведены полевые зависимости δ_s -эффекта и квадратичного эффекта в Cr для энергии фотона 0.75 эВ и угла падения света 50° . Выбор величины $\varphi = 50^\circ$ позволяет надежно разделить вклады в магнитооптический отклик от квадратичного δ_q -эффекта и гиромангнитного δ_s -эффекта, поскольку при этом угле достигается максимальная величина примеси последнего из-за его угловой зависимости, пропорциональной $\sin(2\varphi)$. Рисунок 6 демонстрирует существенное различие полевых зависимостей обсуждаемых эффектов. Если для δ_s наблюдается линейная зависимость от прило-

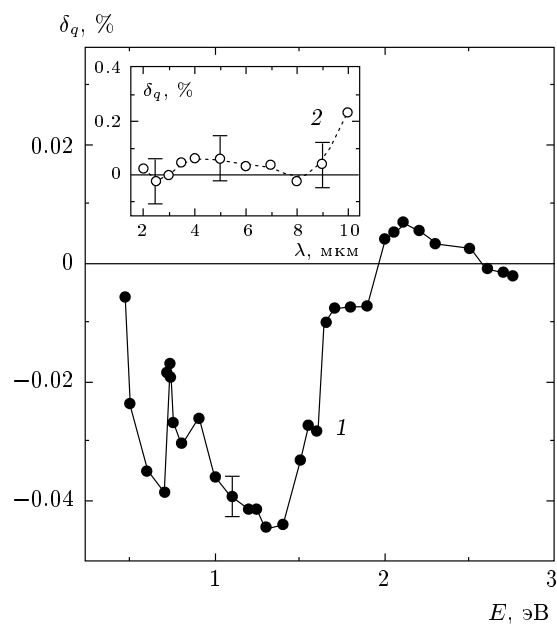


Рис. 7. Спектральная зависимость δ_q -эффекта в поликристаллическом хrome (1). На вставке: квадратичный эффект δ_q в пленке Cr(100) в ИК-области. Все кривые приведены для $\varphi = 10^\circ$

женного магнитного поля (кривая 1, рис. 6), то полевая зависимость δ_q (кривая 2, рис. 6) представляется линейной зависимостью от квадрата величины поля. Таким образом, видно, что примесь δ_s -эффекта вносит малый вклад в квадратичный эффект хрома. Также нами проверялась угловая зависимость δ_q в ограниченном диапазоне углов $\varphi = 30^\circ - 70^\circ$, которая соответствует выражению (6).

На рис. 7 (кривая 1) приведен спектр δ_q в видимой и ближней ИК-областях, полученный на поликристаллическом образце хрома. Основная полоса изменения ε_{zz} под действием магнитного поля в области межзонного поглощения заключена в интервале 0.6–1.6 эВ. Функция $\delta_q(\omega)$ имеет резко немонотонную частотную зависимость, связанную со спин-орбитальным расщеплением вырожденных энергетических зон $E(\mathbf{k})$ хрома. На участке спектра 1.6–2.75 эВ, т.е. в области максимума полосы межзонной оптической проводимости, энергетические зоны хрома слабо чувствительны к воздействию магнитного поля. На вставке рис. 7 приведен ИК-спектр квадратичного эффекта для пленочного образца Cr(100) (кривая 2). Ошибка измерения указана вертикальными отрезками. Видно, что величина эффекта в измеренном интервале средней ИК-области находится в пределах ошибки измере-

ния ± 0.08 , и только одно значение при 10 мкм явно выходит за ее пределы.

Необходимо отметить, что в работе [3] δ_q -эффект получил название ориентационного магнитооптического эффекта ввиду его зависимости от ориентации вектора намагниченности \mathbf{M} относительно кристаллографических осей кристалла. Наиболее резкие особенности ориентационного магнитооптического эффекта, как правило, обнаруживаются в областях спин-орбитального и обменного снятия вырождения энергетических зон. Мы полагаем, что в дальнейшем при изучении квадратичного эффекта на монокристаллических образцах хрома можно получить количественную информацию о зонных параметрах и характере электронных межзонных переходов в этом металле.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые исследованы магнитооптические свойства АФ-хрома — линейные по намагниченности экваториальный и полярный эффекты Керра, а также квадратичный магнитооптический эффект на отражение. На участке спектра $\hbar\omega = 0.5 - 3.1$ эВ в поле $H = 10$ кЭ максимальная величина эффектов такова: $\delta_p = 0.26 \cdot 10^{-4}$ и $\alpha_K = 1.5 \cdot 10^{-3}$ град. Мнимая часть недиагональной компоненты тензора оптической проводимости $\omega \text{Im} \sigma_{xy}(\omega)$, характеризующая магнитопоглощение, показывает сложную спектральную зависимость, связанную со спин-орбитальным и обменным расщеплением энергетических зон хрома и шириной d -зоны Cr. Для количественного определения указанных зонных параметров требуются микроскопические расчеты диагональной и недиагональной компонент тензора диэлектрической проницаемости Cr с учетом реальной магнитной структуры этого металла.

Влияние магнитного поля на диагональную компоненту тензора диэлектрической проницаемости ε_{zz} (равным образом на коэффициент отражения R) обнаружено в хrome впервые. Можно выделить две области на шкале энергий фотона $E_1 \sim 0.12$ эВ и $E_2 \sim 0.5 - 1.6$ эВ, в которых квадратичный магнитооптический эффект достигает максимальных значений $\delta_q (H = 10 \text{ кЭ}) \sim (0.04 - 0.22) \%$. Величина δ_q имеет резко немонотонную частотную зависимость.

Обнаруженные в хrome магнитооптические эффекты необходимо учитывать при анализе магнитооптических свойств многослойных и кластерно-слоистых наноструктур, содержащих хром в качестве прослойки или матрицы.

Авторы выражают глубокую признательность Ю. А. Успенскому, М. И. Куркину, В. В. Николаеву и А. К. Звездину за полезное обсуждение результатов работы.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 05-02-08169 офи-а) и проекта НШ 5869.2006.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Fawcett, *Rev. Mod. Phys.* **60**, 209 (1988).
2. I. D. Lobov, M. M. Kirillova, L. N. Romashev et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **300**, e359 (2006).
3. Г. С. Кринчик, Е. А. Ганьшина, В. С. Гуцин, *ЖЭТФ* **60**, 209 (1971).
4. М. М. Кириллова, Л. В. Номерованная, *ФММ* **40**, 983 (1975).
5. Г. С. Кринчик, Г. М. Нурмухамедов, *ЖЭТФ* **47**, 778 (1964).
6. В. М. Маевский, Г. А. Болотин, *ФММ* **32**, 1168 (1971).
7. W. M. Lomer, *Pros. Soc. (L)* **80**, 489 (1962).
8. D. G. Laurent, J. Callaway, J. L. Fry, and N. E. Broner, *Phys. Rev. B* **23**, 4977 (1981).
9. A. W. Overhauser, *Phys. Rev.* **128**, 1437 (1962).
10. J. E. Graebner and J. A. Marcus, *Phys. Rev.* **175**, 659 (1968).
11. S. Asano and J. Yamashita, *J. Phys. Soc. Jpn.* **23**, 714 (1967).
12. A. S. Barker and I. A. Ditzenberg, *Phys. Rev. B* **1**, 4370 (1970).
13. M. A. Lind and I. I. Stanford, *Phys. Lett. A* **39**, 5 (1972).
14. А. Б. Шайкин, М. М. Кириллова, Н. В. Минулина, А. Н. Ракицкий, *ФММ* **66**, 695 (1988).
15. Ю. А. Успенский, С. В. Халилов, *ЖЭТФ* **95**, 1022 (1989).
16. S. V. Halilov and Yu. A. Uspenskii, *J. Phys.: Condens. Matter* **2**, 6137 (1990).
17. V. N. Antonov, A. N. Yaresko, A. Ya. Perlov, and V. V. Nemoshkalenko, *ФНТ* **25**, 527 (1999).
18. Г. С. Кринчик, В. А. Артемьев, *ЖЭТФ* **53**, 1901 (1967).
19. E. A. Stern, J. C. Mc Groddy, and W. E. Harte, *Phys. Rev.* **135**, A1306 (1964).
20. Ю. А. Успенский, Э. Т. Кулатов, С. В. Халилов, *ЖЭТФ* **107**, 1708 (1995).
21. И. Д. Лобов, В. М. Маевский, М. М. Кириллова, *ФММ* **102**, 162 (2006).
22. Н. Ф. Кубраков, А. К. Звездин, К. А. Звездин, В. А. Котов, *ЖЭТФ* **114**, 1101 (1998).