Письма в ЖЭТФ, том 120, вып. 3, с. 190 – 196 © 2024 г. 10 августа

Обратный эффект Фарадея в пленках ферритов-гранатов в ближнем ИК-диапазоне

Н. И. Грибова[+×1)], *В. Н. Бержанский*[°], *С. Н. Полулях*[°], *В. И. Белотелов*[*×1)]

[+]*Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), 141701 Долгопрудный, Россия*

[*]*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[×]*Российский квантовый центр, Территория Инновационного Центра "Сколково", 121205 Москва, Россия*

[°]*Крымский федеральный университет имени В. И. Вернадского, 295007 Симферополь, Россия*

Поступила в редакцию 8 мая 2024 г.
После переработки 3 июля 2024 г.
Принята к публикации 6 июля 2024 г.

Магнитооптический эффект Фарадея определяется электро-дипольными и магнито-дипольными переходами в прозрачном магнитном материале. В то же время обратный эффект Фарадея до сих пор описывали выражением, которое учитывает только электродипольные переходы. В работе теоретически рассмотрен магнитодипольный вклад в обратный эффект Фарадея и на примере пленки феррита-граната получена зависимость обратного эффекта Фарадея от длины волны в ближнем инфракрасном диапазоне, где магнитодипольный вклад становится существенным. Показано, что хотя для однородных пленок всегда присутствуют оба вклада в обратный эффект Фарадея, для пленок с периодической наноструктурой при возбуждении TE-волноводной моды проявляется только магнитодипольный обратный эффект Фарадея, что может помочь его обнаружить экспериментально.

DOI: 10.31857/S0370274X24080053, EDN: UAPVOX

Обратный эффект Фарадея (ОЭФ) представляет собой явление, при котором свет с круговой поляризацией, падающий на магнитный материал, индуцирует намагниченность. ОЭФ был теоретически предсказан в [1], и чуть позже экспериментально продемонстрирован в [2] с помощью рубинового лазера в образцах Eu^{+2}:CaF_2, диамагнитных стеклах и нескольких органических и неорганических жидкостях.

С появлением фемтосекундных лазерных импульсов интерес к ОЭФ возобновился, поскольку он позволяет возбуждать в магнетиках сверхбыструю спиновую динамику с помощью коротких лазерных импульсов. При этом, в отличие от других методов воздействия света на спин, метод, основанный на ОЭФ, имеет нетепловую природу и не требует поглощения света в материале. Благодаря ОЭФ удалось возбудить прецессию намагниченности и спиновые волны в прозрачных магнитных диэлектриках – ортоферритах [3, 4], антиферромагнитном оксиде никеля [5] и ферритах-гранатах [6–12]. Более того, ОЭФ может быть модифицирован путем создания неоднородных оптических полей в различных нанофотонных структурах, содержащих магнитные материалы [13–15].

Микроскопическая природа ОЭФ связана с комбинационным (рамановским) рассеянием света в магнетике, в результате которого возбуждаются магноны [16]. Эффективность данного процесса значительно возрастает в режиме вынужденного комбинационного рассеяния, которое становится возможным для коротких лазерных импульсов, спектральная ширина которых превышает частоту магнонов [17]. Поскольку в результате действия светового импульса возбуждается спиновая динамика, то ОЭФ может быть описан в терминах эффективного магнитного поля, индуцируемого световым импульсом и действующего на освещенную область магнетика в течение прохождения импульса через магнетик [18]:

$$\mathbf{H}_{\mathrm{IEF}} = -\frac{i\alpha}{16\pi}[\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*], \qquad (1)$$

где $\mathbf{E}$ и $\mathbf{E}^*$ – напряженность электрического поля световой волны частотой ω и ее сопряженная величина, α – магнитооптический коэффициент. Таким образом, поле $\mathbf{H}_{\mathrm{IFE}}$ (рис. 1) максимально при круговой поляризации: $\mathbf{H}_{\mathrm{IFE}} = \frac{\alpha}{16\pi}E_0^2\mathbf{e}_z$, где E_0 – амплитуда волны с круговой поляризацией, $\mathbf{e}_z$ – единичный

1) e-mail: gribova.ni@phystech.edu; belotelov@physics.msu.ru

вектор вдоль направления распространения световой волны, и равно нулю для линейной поляризации.

Данная формула получена с учетом того, что взаимодействие оптического излучения с магнетиком определяется электродипольными переходами и гиротропные свойства магнетиков описываются недиагональными элементами тензора диэлектрической проницаемости $\hat{\varepsilon}$: $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^{(0)} - ie_{ijk}g_k$, где e_{ijk} – тензор Леви–Чивиты, g_k – вектор гирации, который в общем случае равен $g_k = \alpha_{kl}M_l$, где α_{kl} – магнитооптический тензор, M_l – вектор намагниченности, а для изотропных магнетиков и магнетиков с кубической симметрией $g_k = \alpha M_k$ и $\varepsilon_{ij}^{(0)} = \varepsilon^{(0)}\delta_{ij}$, где δ_{ij} – символ Кронекера [19]. При этом коэффициент α совпадает с коэффициентом в формуле (1).

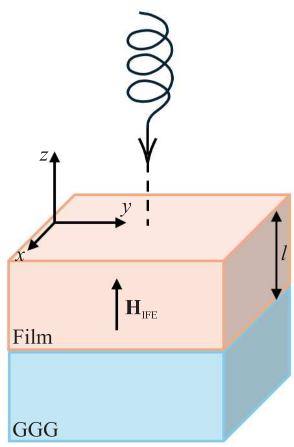

Рис. 1. (Цветной онлайн) ОЭФ в пленке

Однако в ближнем инфракрасном (ИК) диапазоне становится существенным вклад от магнитодипольных переходов [20], что делает среду бигиротропной и приводит к необходимости учитывать недиагональные компоненты тензора магнитной проницаемости $\hat{\mu}$: $\mu_{ij} = \mu_{ij}^{(0)} - ie_{ijk}(g_{\rm M})_k$, где $(g_{\rm M})_k$ – вектор гирации, обусловленный магнитодипольными переходами $(g_{\rm M})_k = \beta_{kl}M_l$, β_{kl} – магнитооптический тензор, учитывающий магнитодипольный вклад). Так, для материала толщиной l, намагниченного вдоль оси z, угол Фарадея, характеризующий прямой эффект Фарадея, определяется как:

$$\theta_F = -\frac{\pi l}{\lambda\sqrt{\varepsilon_{xx}\mu_{xx}}}(g + g_{\rm M}). \qquad (2)$$

Магнитодипольный вклад в прямой эффект Фарадея был впервые экспериментально обнаружен в [21]. Можно предположить, что в ближнем ИК диапазоне ОЭФ также имеет вклад от магнитодипольных переходов. Изучению этого вопроса и посвящена данная работа.

Эффективное поле ОЭФ может быть получено дифференцированием по намагниченности $\mathbf{M}$ гамильтониана $\mathcal{H}$, описывающего взаимодействие света с магнетиком: $\mathbf{H}_{\rm IFE} = -\partial\mathcal{H}/\partial\mathbf{M}$. Учтем в гамильтониане не только члены, зависящие от электрического поля света, но и члены, зависящие от магнитного поля света, и ограничимся линейным по намагниченности вкладом:

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{16\pi}(\varepsilon_{ij}^{(0)}E_iE_j^* - ie_{ijk}E_iE_j^*\alpha_{kl}M_l + \mu_{ij}^{(0)}H_iH_j^* - - ie_{ijk}H_iH_j^*\beta_{kl}M_l). \qquad (3)$$

Тогда получим, что эффективное магнитное поле ОЭФ определяется двумя вкладами:

$$(H_{\rm IFE})_k = -\frac{i}{16\pi}(\alpha_{kl}e_{lij}E_iE_j^* + \beta_{kl}e_{lij}H_iH_j^*).$$

Для кубического ферромагнетика данное выражение принимает вид:

$$\mathbf{H}_{\rm IFE}(\omega) = \mathbf{H}_{\rm IFE}^{\rm (ED)} + \mathbf{H}_{\rm IFE}^{\rm (MD)} = = -\frac{i}{16\pi M}(g(\omega)[\mathbf{E}\times\mathbf{E}^*] + g_{\rm M}(\omega)[\mathbf{H}\times\mathbf{H}^*]), \qquad (4)$$

первый из которых представляет собой известную формулу для ОЭФ (см. ур. (1)), а второй – ранее не рассматривался и обусловлен магнитодипольным вкладом.

Из (4) следует, что величина ОЭФ и соотношения двух вкладов определяются $g(\omega)$ и $g_{\rm M}(\omega)$ и, следовательно, зависят от частоты оптического излучения. Поскольку $g = i\varepsilon_{xy}$ и $g_{\rm M} = i\mu_{xy}$, то для выявления спектральной зависимости ОЭФ необходимо знать частотную зависимость недиагональных элементов тензоров диэлектрической и магнитной проницаемостей магнетика.

Для большинства магнитооптических материалов данные резонансы ($\lambda_{\rm ED}$) находятся в видимом и ближнем ультрафиолетовом спектральных диапазонах, в то время как магнитодипольные переходы $\lambda_{\rm MD}$ находятся в области СВЧ. Например, в ферритах-гранатах электродипольные резонансы ($\lambda_{\rm ED}$) находятся в области $\lambda_{\rm ED} \sim 300{-}550$ нм. Поэтому в ближнем ИК диапазоне (длина волны оптического излучения $\lambda > 1200{-}3000$ нм) можно считать, что $\lambda \gg \lambda_{\rm ED}$ и $\lambda \ll \lambda_{\rm MD}$.

Предполагая магнитооптические переходы диамагнитного типа [19], можно получить явный вид для диагональных [21–23] и недиагональных [24] элементов тензоров диэлектрической и магнитной проницаемостей магнетика (см. формулы (A.1)–(A.4)

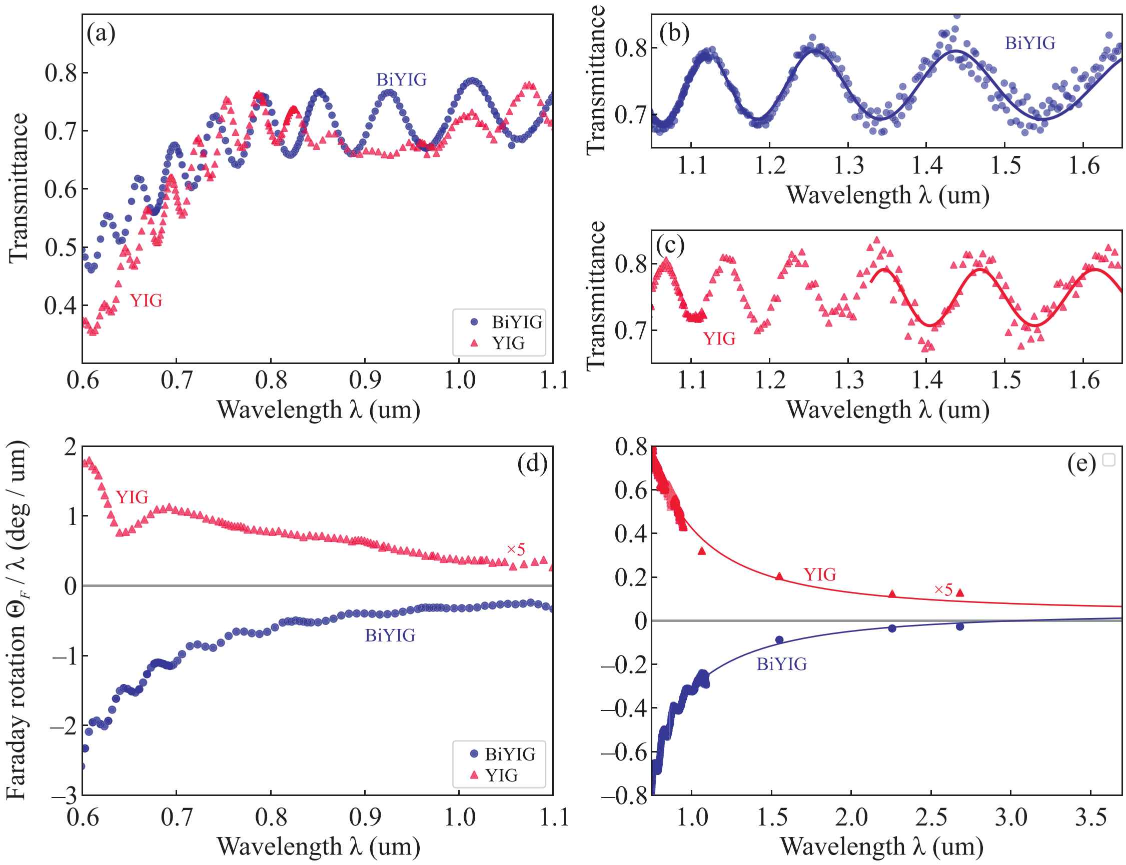

Рис. 2. (Цветной онлайн) Экспериментальные магнитооптические спектры исследуемых образцов ВФГ (синие точки и кривые) и ЖИГ (красные точки и кривые). (a), (b), (c) – Спектры коэффициента оптического пропускания; (d), (e) – спектры угла Фарадея, который измерен при приложении внешнего магнитного поля величиной 250 мТл по нормали к образцу. Свет падает по нормали на образец. Экспериментальные данные показаны в виде точек. Сплошные кривые на (b), (c) и (e) показывают аппроксимацию экспериментальных данных теоретическими выражениями, необходимую для подбора магнитооптических параметров образцов

Приложения). Учитывая $\lambda_{\mathrm{MD}} \gg \lambda \gg \lambda_{\mathrm{ED}}$ и ограничиваясь в (А.1), (А.2) только одним электродипольным резонансом, который дает основной вклад в ближнем ИК диапазоне, получим следующие приближения уравнений (А.1)-(А.4):

$$\varepsilon_{xx}(\omega) = 1 + \frac{f\omega_p^2}{\omega_{\mathrm{ED}}^2} + \frac{f\omega_p^2}{\omega_{\mathrm{ED}}^2}\left(\frac{\omega}{\omega_{\mathrm{ED}}}\right)^2, \tag{5a}$$

$$g = i\varepsilon_{xy}(\omega) = \tag{5b}$$

$$= \frac{f\omega_p^2}{\omega_{\mathrm{ED}}^2}\left[\left(1 - \frac{6\Gamma^2}{\omega_{\mathrm{ED}}^2} + \frac{2\Delta^2}{\omega_{\mathrm{ED}}^2}\right)\frac{\omega}{\omega_{\mathrm{ED}}} + \frac{2\Delta}{\omega_{\mathrm{ED}}}\left(\frac{\omega}{\omega_{\mathrm{ED}}}\right)^3\right],$$

$$\mu_{xx}(\omega) = 1, \tag{5c}$$

$$g_{\mathrm{M}} = i\mu_{xy}(\omega) = \frac{4\pi M\gamma}{\omega}, \tag{5d}$$

где параметры f, ω_p, Γ, Δ, ω_0, γ, M определяются из (А.1)–(А.4) (см. Приложение).

В данном приближении из (2) следует, что угол Фарадея можно записать:

$$\theta_F = -\frac{\pi l}{\sqrt{\varepsilon_{xx}}}\left(a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4}\right), \tag{6}$$

где коэффициент $a = \frac{2M\gamma}{c}$ определяет магнитодипольный вклад, а коэффициенты b,c определяются выражениями (А.6), (А.7) и зависят от параметров электродипольного резонанса. Таким образом, в ближнем ИК магнитодипольный вклад в эффект Фарадея не зависит от длины волны, что было показано ранее экспериментально в [21], а электродипольный вклад убывает с длиной волны квадратично.

Рассмотрим теперь спектральную зависимость величины эффективного магнитного поля ОЭФ. Из (4) и (5) следует, что ОЭФ, создаваемый оптической волной с круговой поляризацией в ближнем ИК-диапазоне, может быть описан как:

$$H_{\mathrm{IFE}}(\lambda) = \frac{E_0^2}{4\pi M}(a\lambda + b/\lambda + c/\lambda^3). \qquad (7)$$

Следовательно, при увеличении длины волны в ближнем ИК-диапазоне магнитодипольный вклад в ОЭФ возрастает и становится определяющим.

Рассмотрим зависимость ОЭФ от длины волны на примере пленок ферритов-гранатов двух типов: железоиттриевый гранат (ЖИГ) $Y_3Fe_5O_{12}$ (3.5 мкм) и висмут-замещенный феррит-гранат (ВФГ) $Bi_{1.1}Y_{0.9}Lu_{1.0}Fe_{4.5}Sc_{0.5}O_{12}$ (2.1 мкм). В ВФГ магнитооптические эффекты, обусловленные электродипольными переходами, почти на порядок величины превышают эффекты в ЖИГ, что связано с тем, что добавление ионов висмута усиливает и смещает определенные магнитооптические переходы в ионах Fe^{3+}, а также увеличивает их расщепление [25, 26]. Кроме того, в ВФГ на длинах волн выше 500 нм становится доминирующим резонанс с отрицательным углом Фарадея, что приводит к тому, что углы Фарадея для ЖИГ и ВФГ противоположны по знаку [26].

Для оценки эффективного поля ОЭФ, прежде всего, необходимо определить из спектров оптического пропускания и эффекта Фарадея (рис. 2) параметры a, b и c, используя уравнения (5), (6) (см. Приложение):
для ЖИГ:

$$a = -4.74 \cdot 10^{-5}\,\frac{1}{\text{мкм}}, \quad b = -4.23 \cdot 10^{-4}\,\text{мкм},$$
$$c = -4.35 \cdot 10^{-5}\,\text{мкм}^3$$

и для ВФГ:

$$a = -1.47 \cdot 10^{-4}\,\frac{1}{\text{мкм}}, \quad b = 1.35 \cdot 10^{-3}\,\text{мкм},$$
$$c = 4.75 \cdot 10^{-5}\,\text{мкм}^3.$$

Знак a определяется знаком магнитодипольного вклада в угол Фарадея, для ВФГ и для ЖИГ он одинаковый. В то же время, для ЖИГ $b, c < 0$, а для ВФГ $b, c > 0$, так как электродипольный вклад в ВФГ и ЖИГ определяется разными резонансами. Видно, что в диапазоне длин волн 600–1100 нм удельный угол Фарадея для ЖИГ почти в пять раз меньше величины угла Фарадея для ВФГ, однако ожидается, что они будут сравнимы для диапазона длин волн более 2 мкм, поскольку на таких длинах волн вклад от электродипольных переходов становится несущественным. Магнитодипольный вклад для обих образцов имеет одинаковый порядок и сходится с результатами работы [21].

При найденных значениях параметров a и b электродипольные и магнитодипольные вклады в ОЭФ (см. ур. (7)) сравниваются при $\lambda_1 = 3.04$ мкм для ЖИГ и при $\lambda_1 = 2.97$ мкм для ВФГ. При этом зависимости $H_{\mathrm{IFE}}(\lambda)$ для ферритов-гранатов данных двух типов имеют вид (рис. 3). Точки на графиках показывают $H_{\mathrm{IFE}}(\lambda_1)$.

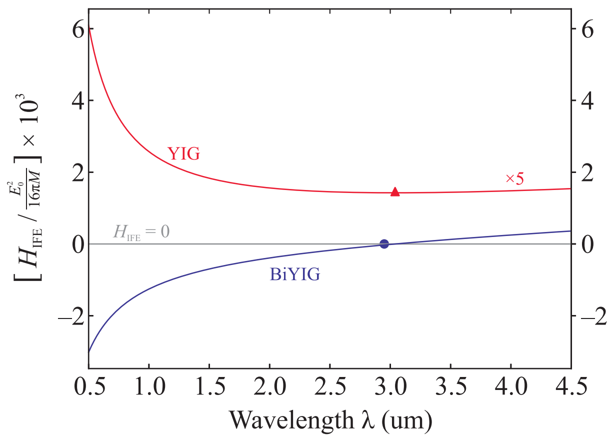

Рис. 3. (Цветной онлайн) Поведение зависимости эффективного поля ОЭФ от длины волны

Новый вклад в ОЭФ может быть обнаружен экспериментально, например, используя фемтосекундные лазерные импульсы по методике “накачка–зондирование”, в которой мощный лазерный импульс круговой поляризации – импульс накачки, используют для возбуждения спиновой динамики, а менее мощный линейно поляризованный импульс зондирования – для ее регистрации. При этом длина волны импульса накачки 4 должна превышать λ_1, т.е. быть более 2.5 мкм для ЖИГ и более 2.7 мкм для ВФГ. На эксперименте для пленки ВФГ ожидается увидеть исчезновение возбуждаемой прецессии при длинах волн импульса накачки около λ_1, а также изменение фазы сигнала на π при прохождении длины волны λ_1, однако частота прецессии и коэффициент затухания Гильберта должны остаться неизменными. В случае пленок ЖИГ ожидается получить увеличение амплитуды прецессии при длинах волн более λ_1.

Тем не менее экспериментально выявить магнитодипольный вклад в ОЭФ является непростой задачей, поскольку для плоской волны с круговой поляризацией и $\mathbf{H}_{\mathrm{IFE}}^{(\mathrm{ED})}$, и $\mathbf{H}_{\mathrm{IFE}}^{(\mathrm{MD})}$ присутствуют одновременно. Однако ситуация кардинально меняется в случае, когда в магнетике возбуждается оптическая мода, например, волноводная или плазмон-поляритонная мода. Недавно было показано для обычного, электро-дипольного приближения, что для ТМ поляризованных оптических мод эффективное магнитное поле, характеризующее оптомагнонный эффект, направлено в плоскости образца, перпендикулярно направлению распространения оптической моды [27, 28]. Поскольку у ТМ-моды есть только лишь одна поперечная компонента оптического магнитного поля, то эта мода не может создать магнито-дипольный вклад в ОЭФ и для нее $H_{\mathrm{IFE}}^{(\mathrm{MD})} = 0$. В то же время для ТЕ-моды, у которой есть лишь одна поперечная компонента электрического поля, ситуация должна быть диаметрально противоположна – $H_{\mathrm{IFE}}^{(ED)} = 0$, в то время как исследуемая здесь магнитодипольная компонента поля ОЭФ существует. Действительно, из (3) следует, что ТЕ-мода, для которой выполнены соотношения:

$$E_y = E_{0y}(z)e^{i(\omega t - k_x x)},$$

$$H_z = -\frac{i}{\omega\mu}\frac{\partial E_y}{\partial x} = -\frac{k_x}{\mu\omega}E_y,$$

$$H_x = \frac{i}{\omega\mu}\frac{\partial E_y}{\partial z} = \frac{i}{\omega\mu}\frac{\partial E_{0y}}{\partial z}e^{i(\omega t - k_x x)},$$

где $k_x = k_0 n_\beta$ (n_β – это показатель преломления моды) индуцирует в магнетике эффективное магнитное поле ОЭФ:

$$\mathbf{H}_{\mathrm{IFE}} = \mathbf{H}_{\mathrm{IFE}}^{(\mathrm{ME})} = \frac{k_x g_M}{16\pi M(\omega\mu)^2}E_{0y}\frac{\partial E_{0y}}{\partial z}\begin{pmatrix}0\\1\\0\end{pmatrix}. \quad (8)$$

Следовательно, чистый магнитодипольный ОЭФ может наблюдаться в прозрачном магнетике при возбуждении ТЕ-поляризованной волноводной моды. Таким образом, в работе показано, что магнитодипольный вклад в ОЭФ растет при увеличении длины волны, а также получена оценка для электродипольных и магнитодипольных вкладов в ЖИГ и в ВФГ для прямого эффект Фарадея и эффективного поля ОЭФ. При возбуждении ТЕ-поляризованной волноводной моды можно получить только магнитодипольный вклад.

Приложение

Магнитооптические переходы диамагнитного типа, которые заключаются в электронных переходах из синглетного основного состояния $|e_\pm\rangle$ в возбужденные состояния $|e_\pm\rangle$, расщепленные за счет спин-орбитального взаимодействия на величину 2Δ (рис. 1А), приводят к диагональным [21–23] и недиагональным [24] элементам тензоров диэлектрической и магнитной проницаемостей магнетика, которые определяются выражениями:

$$\varepsilon_{xx} = 1 + \omega_p^2\Sigma_\pm f_\pm\frac{\omega_{\mathrm{ED}}^2 - \omega^2 + \Gamma^2 - i2\omega\Gamma}{(\omega_{\mathrm{ED}\pm}^2 - \omega^2 + \Gamma^2)^2 + (2\omega\Gamma)^2} \quad (\mathrm{A}.1)$$

$$\varepsilon_{xy} = \frac{i\omega_p^2}{2}\Sigma_\pm \times \quad (\mathrm{A}.2)$$

$$\times\frac{(\pm 1)f_\pm}{\omega_{\mathrm{ED}\pm}}\frac{\omega(\omega_{\mathrm{ED}}^2 - \omega^2 - \Gamma^2) - i\Gamma(\omega_{\mathrm{ED}}^2 + \omega^2 + \Gamma^2)}{(\omega_{\mathrm{ED}\pm}^2 - \omega^2 + \Gamma^2)^2 + (2\omega\Gamma)^2},$$

$$\mu_{xx} = 1 + 4\pi\gamma M \times \quad (\mathrm{A}.3)$$

$$\times\frac{\omega_{\mathrm{MD}}[\omega_{\mathrm{MD}}^2 - (1-\alpha_G^2)\omega^2] - i\alpha_G\omega[\omega_{\mathrm{MD}}^2 + (1+\alpha_G^2)\omega^2]}{[\omega_{\mathrm{MD}}^2 - (1+\alpha_G^2)\omega^2]^2 + 4\alpha_G^2\omega^2\omega_{\mathrm{MD}}^2}$$

$$\mu_{xy} = 4\pi\gamma M\frac{i\omega[\omega_{\mathrm{MD}}^2 - (1+\alpha_G^2)\omega^2] + 2\alpha_G\omega^2\omega_{\mathrm{MD}}}{[\omega_{\mathrm{MD}}^2 - (1+\alpha_G^2)\omega^2]^2 + 4\alpha_G^2\omega^2\omega_{\mathrm{MD}}^2}, \quad (\mathrm{A}.4)$$

где ω_p – плазменная частота, $\omega_{\mathrm{ED}\pm} \pm \Delta$ – резонансные частоты электродипольных переходов для света с левой и правой круговой поляризацией, $\omega_{\mathrm{ED}} = 2\pi c/\lambda_{\mathrm{ED}}$, $\omega_{\mathrm{MD}} = 2\pi c/\lambda_{\mathrm{MD}}$ – это частоты резонансных электродипольных и магнитодипольных переходов соответственно, $\omega = 2\pi c/\lambda$ – частота света, Γ – половина ширины линии перехода между основным состоянием $\langle g|$ и возбужденными состояниями $|e_\pm\rangle$, $f_\pm \approx (f/2)(1 \pm \Delta/\omega_{\mathrm{ED}})$ – силы осцилляторов для левой и правой круговых поляризаций, γ – гиромагнитное отношение, α_G – параметр затухания Гильберта, M – намагниченность образца.

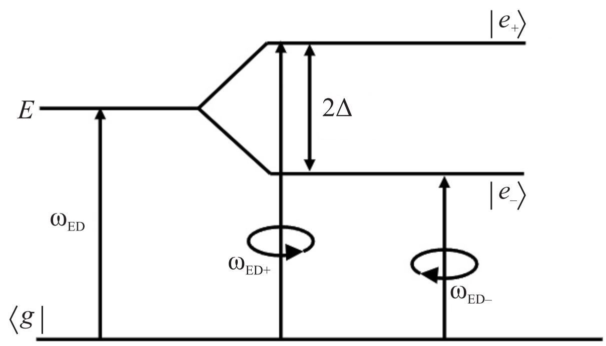

Рис. 1А. Схема энергетической диаграммы для одного резонанса (не масштабирована), где $\langle g|$ – основное состояние и $|e_\pm\rangle$ – возбужденные состояния

В работе исследовались тонкие пленки, выращенные методом жидкофазной эпитаксии на подложке гадолиний-галлиевого граната (ГГГ). Амплитудный коэффициент пропускания и коэффициент пропускания в этой конфигурации равен:

$$t_2 = \frac{4n_1 n_2 e^{ik_2 h}}{(n_1+n_2)(n_2+n_3) - (n_2-n_3)(n_2-n_1)e^{2ik_2 h}},$$

$$T = 0.89\cdot\frac{n_3}{n_1}\cdot|t_2|^2, \quad (\mathrm{A}.5)$$

где коэффициент 0.89 отвечает за пропускание подложки ГГГ. $n_1 = 1$, n_2, $n_3 = 2$ – показатели преломления воздуха, пленки, подложки соответственно.

Спектры угла Фарадея и пропускания при $\lambda < < 1000$ нм получены с помощью галогеновой лампы, коллимированный пучок света поляризовался призмой Глана–Тейлора, затем фокусировался линзой (фокусное расстояние 30 см) на образец в пятно диаметром 250 мкм, свет падал перпендикулярно к поверхности пленки. Образец находился в области магнитного поля (до 300 мТл) от тороидальной катушки. При этом величина магнитного поля превышала поле насыщения магнитной пленки по нормали к пленке. После прохождения через пленку свет снова коллимировался и проходил через анализатор (еще одну призму Глана–Тейлора), после чего фокусировался на входной щели спектрометра. Поляризатор и анализатор были скрещены под углом 45 градусов.

Величина угла Фарадея в ближнем ИК-диапазоне при дискретных значениях $\lambda > 1000$ нм была получена из гистерезиса эффекта Фарадея образца в нормальном магнитном поле, которое изменялось от -0.3 Тл до 0.3 Тл с использованием одноканального фотоприемника. Лазерный луч света проходил через два поляризатора, скрещенных под углом 45 градусов.

При аппроксимации коэффициента пропускания (рис. 2b, c) с помощью уравнения (A.5) n_2 был найден по формуле (см. (5a)). В результате аппроксимации получены значения $\varepsilon_{xx}(\lambda) = n_2^2(\lambda)$, что дало возможность использовать для аппроксимации спектра угла Фарадея (рис. 2e) формулу

$$\theta_F = -\frac{\pi l}{\sqrt{\varepsilon_{xx}\mu_{xx}}}\left(a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4}\right)$$

и найти коэффициенты a, b и c. В частности, коэффициенты b и c электродипольного вклада определяются через параметры, входящие в диагональные и недиагональные компоненты тензора ε_{ij} (уравнения (A.1)–(A.2)):

$$b = \frac{f\omega_p^2}{\omega_{\mathrm{ED}}^2}\left(1 - \frac{6\Gamma^2}{\omega_{\mathrm{ED}}^2} + \frac{2\Delta^2}{\omega_{\mathrm{ED}}^2}\right)\lambda_{\mathrm{ED}}, \qquad \text{(A.6)}$$

$$c = \frac{f\omega_p^2}{\omega_{\mathrm{ED}}^2}\frac{2\Delta}{\omega_{\mathrm{ED}}}(\lambda_{\mathrm{ED}})^3. \qquad \text{(A.7)}$$

Финансирование работы. Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда # 23-12-00310.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. L. P. Pitaevskii, Sov. Phys. JETP **12**(5), 1008 (1961).
2. J. P. van der Ziel, P. S. Pershan, and L. D. Malmstrom, Phys. Rev. Lett. **15**(5), 190 (1965).
3. A. V. Kimel, A. Kirilyuk, P. A. Usachev, R. V. Pisarev, A. M. Balbashov, and T. Rasing, Nature **435**(7042), 655 (2005).
4. R. Iida, T. Satoh, T. Shimura, K. Kuroda, B. A. Ivanov, Y. Tokunaga, and Y. Tokura, Phys. Rev. B **84**(6), 064402 (2011).
5. T. Satoh, S.-J. Cho, R. Iida, T. Shimura, K. Kuroda, H. Ueda, Yu. Ueda, B. A. Ivanov, F. Nori, and M. Fiebig, Phys. Rev. Lett. **105**(7), 077402 (2010).
6. F. Hansteen, A. Kimel, A. Kirilyuk, and T. Rasing, Phys. Rev. B **73**(1), 014421 (2006).
7. F. Atoneche, A. M. Kalashnikova, A. V. Kimel, A. Stupakiewicz, A. Maziewski, A. Kirilyuk, and T. Rasing, Phys. Rev. B **81**(21), 214440 (2010).
8. Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, H. Kawai, K. Ando, K. Takanashi, S. Maekawa, and E. Saitoh, Nature **464**(7286), 262 (2010).
9. T. Satoh, Y. Terui, R. Moriya, B. A. Ivanov, K. Ando, E. Saitoh, T. Shimura, and K. Kuroda, Nat. Photonics **6**(10), 662 (2012).
10. S. Parchenko, A. Stupakiewicz, I. Yoshimine, T. Satoh, and A. Maziewski, Appl. Phys. Lett. **103**(17), 172402 (2013).
11. I. V. Savochkin, M. Jackl, V. I. Belotelov, I. A. Akimov, M. A. Kozhaev, D. A. Sylgacheva, A. I. Chernov, A. N. Shaposhnikov, A. R. Prokopov, V. N. Berzhansky, D. R. Yakovlev, A. K. Zvezdin, and M. Bayer, Sci. Rep. **7**(1), 5668 (2017).
12. A. E. Khramova, M. Kobecki, I. A. Akimov, I. V. Savochkin, M. A. Kozhaev, A. N. Shaposhnikov, V. N. Berzhansky, A. K. Zvezdin, M. Bayer, and V. I. Belotelov, Phys. Rev. B **107**(6), 064415 (2023).
13. M. A. Kozhaev, A. I. Chernov, D. A. Sylgacheva, A. N. Shaposhnikov, A. R. Prokopov, V. N. Berzhansky, A. K. Zvezdin, and V. I. Belotelov, Sci. Rep. **8**(1), 11435 (2018).
14. D. A. Sylgacheva, N. E. Khokhlov, P. I. Gerevenkov, I. A. Filatov, M. A. Kozhaev, I. V. Savochkin, A. N. Kalish, A. M. Kalashnikova, and V. I. Belotelov, Nanophotonics **11**, 3169 (2022).
15. D. M. Krichevsky, V. A. Ozerov, A. V. Bel'kova, D. A. Sylgacheva, A. N. Kalish, S. A. Evstigneeva, A. S. Pakhomov, T. V. Mikhailova, S. D. Lyashko, A. L. Kudryashov, E. Yu. Semuk, A. I. Chernov, V. N. Berzhansky, and V. I. Belotelov, Nanophotonics **13**, 299 (2024).
16. Y. R. Shen and N. Bloembergen, Phys. Rev. **143**(2), 372 (1966).

17. A. M. Kalashnikova, A. V. Kimel, R. V. Pisarev, V. N. Gridnev, A. Kirilyuk, and T. Rasing, Phys. Rev. Lett. **99**(16), 167205 (2007).
18. P. S. Pershan, J. P. van der Ziel, and L. D. Malmstrom, Phys. Rev. **143**(2), 574 (1966).
19. A. K. Zvezdin and V. A. Kotov, *Modern Magnetooptics and Magnetooptical Materials*, 1st ed., CRC Press, London (1997).
20. Г. С. Кринчик, *Физика магнитных явлений*, 2-е изд., доп., Изд-во Московского ун-та, М. (1985).
21. G. S. Krinchik and M. V. Chetkin, Usp. Fiz. Nauk **98**(5), 3 (1969).
22. G. A. Allen and G. F. Dionne, J. Appl. Phys. **73**(10), 6130 (1993).
23. D. O. Dzibrou and A. M. Grishin, J. Appl. Phys. **106**(4), 043901 (2009).
24. A. G. Gurevich and G. A. Melkov, *Magnetization Oscillations and Waves*, 1st ed., CRC Press, London (1996).
25. P. Hansen and J.-P. Krumme, Thin Solid Films **114**(1–2), 69 (1984).
26. S. Wittekoek, T. J. A. Popma, J. M. Robertson, and P. F. Bongers, Phys. Rev. B **12**(7), 2777 (1975).
27. V. I. Belotelov and A. K. Zvezdin, Phys. Rev. B **86**(15), 155133 (2012).
28. D. M. Krichevsky, D. O. Ignatyeva, V. A. Ozerov, and V. I. Belotelov, Phys. Rev. Appl. **15**(3), 034085 (2021).