

РЕЗОНАНСНОЕ УСИЛЕНИЕ ЭФФЕКТА ФАРАДЕЯ
В МАГНИТОПЛАЗМОННОМ НАНОКОМПОЗИТЕ© 2024 г. С. В. Томилин^{а,*}, А. В. Каравайников^а, С. Д. Ляшко^а,
Е. Т. Милукова^а, О. А. Томилина^а, В. Н. Бержанский^а^а Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского,
просп. Вернадского, 4, Симферополь, 295006 Россия

* e-mail: tomlin_znu@mail.ru

Поступила в редакцию 24.10.2023 г.

После доработки 24.10.2023 г.

Принята к публикации 09.12.2023 г.

Приведены результаты теоретического и экспериментального исследования усиления магнитооптического эффекта Фарадея в магнитоплазмонном нанокompозите, обусловленного локализованным плазмонным резонансом (ЛПР) в металлических наночастицах. Нанокompозит представляет собой трехслойную структуру из самоорганизующихся наночастиц золота в матрице висмутзамещенного феррит-граната. Теоретически и экспериментально показано, что усиление магнитооптического эффекта Фарадея определяется воздействием магнитного поля на магнитоплазмонный композит как эффективную среду в целом. При этом в магнитоплазмонном нанокompозите наблюдается как усиление эффекта Фарадея на резонансных длинах волн ЛПР, так и некоторое его ослабление в области коротких, относительно ЛПР, длин волн. Теоретически показано, что комплексный индекс гирации в недиагональных членах тензора эффективной диэлектрической проницаемости для магнитоплазмонного композита кроме поворота плоскости поляризации приводит к появлению знакопеременной эллиптичности в окрестности плазмонного резонанса, которая наблюдается в виде асимметрии магнитооптического вращения.

Ключевые слова: наночастицы, магнитоплазмонный композит, плазмонный резонанс, резонансное усиление, эффект Фарадея

DOI: 10.31857/S0015323024030053, EDN: WUALYU

ВВЕДЕНИЕ

Магнитофотонные и магнитоплазмонные композиты, структуры и устройства на их основе являются перспективными в современных отраслях науки и техники, таких как нанофотоника, нелинейная оптика, сенсорика, спинтроника и сверхбыстрый магнетизм, магнотроника, квантовые технологии и т. д. [1–5]. Одним из способов повышения эффективности и чувствительности таких композитов и структур является усиление прямых и обратных магнитооптических эффектов (Фарадея, Керра, Коттона–Мутона) [6–10]. Подобное усиление возможно за счет введения в магнитооптический материал (матрицу) плазмонной подсистемы (наполнителя) в виде наночастиц благородных металлов. В таком нанокompозите в условиях локализованного плазмонного резонанса (ЛПР) наблюдается локальное резонансное усиление магнитооптических эффектов, в частности, эффекта Фарадея [11–15]. Экспериментально обнаружено, что помимо усиления эффекта Фарадея в магнитоплазмонных нанокompозитах наблюда-

ется асимметрия магнитооптического вращения при намагничивании образца вдоль волнового вектора излучения) и против него [6]. Показано, что данная асимметрия возникает в результате эллиптичности и может проявляться как вертикальный сдвиг магнитооптической петли гистерезиса при динамическом перемагничивании композита на фиксированной длине волны [16–18]. Однако отсутствует строгое понимание физических причин возникновения эффекта асимметрии. В качестве одного из предположений была выдвинута гипотеза о влиянии эффекта ближнего поля резонирующих плазмонных частиц.

В связи с этим целью настоящей работы является теоретическое и экспериментальное исследование особенностей плазмонного резонансного усиления магнитооптического эффекта Фарадея и возникновения асимметрии магнитооптического вращения плоскости поляризации света в магнитоплазмонном нанокompозите, а также интерпретация физических причин возникновения обоих наблюдаемых эффектов.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Рассмотрим электродинамическую модель, позволяющую описать механизм резонансного усиления эффекта Фарадея в магнитоплазменных композитных системах. Анализ экспериментальных результатов показывает, что при изменении направления магнитного поля H меняется и знак эффекта Фарадея (МО вращение меняет направление). Однако направление волнового вектора излучения при этом не меняется, следовательно, колебания возбуждающего излучения и резонансные колебания плазменной подсистемы происходят синфазно и взаимное направление векторов E излучения и поля плазменной волны не меняется. Таким образом, усиление эффекта Фарадея только за счет резонансных полей не должно менять знак при изменении направления вектора внешнего магнитного поля, что противоречит эксперименту. Следовательно, усиление магнитооптического эффекта Фарадея непосредственно не связано с резонансным усилением ближнего поля в окрестности плазменных наночастиц, а определяется воздействием внешнего магнитного поля на магнитоплазменный композит как эффективную среду в целом.

Поэтому выполним расчет непосредственно тензора эффективной диэлектрической проницаемости с учетом модели Максвелла–Гарнетта. Запишем тензор диэлектрической проницаемости для диэлектрической и металлической компонент магнитоплазменного композита. Будем считать магнитооптическую среду изотропной и абсолютно прозрачной, т. е. диагональные члены тензора не содержат мнимой части, напротив, плазменная подсистема будет поглощающей, но магнитооптически не активной, т.е. тензор не содержит недиагональных членов. Запишем для диэлектрической матрицы:

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{pmatrix} + i \begin{pmatrix} 0 & -g & 0 \\ g & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon & -ig & 0 \\ ig & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

и для плазменной подсистемы:

$$\varepsilon_m = \begin{pmatrix} \varepsilon'_m & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon'_m & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon'_m \end{pmatrix} + i \begin{pmatrix} \varepsilon''_m & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon''_m & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon''_m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_m & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_m & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_m \end{pmatrix}, \quad (1.2)$$

где все компоненты тензора $\varepsilon_m = \varepsilon'_m + i\varepsilon''_m$.

Рассмотрим разреженную плазменную систему из далеко отстоящих наночастиц золота, для которой справедлива формула Максвелла:

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \varepsilon \left(1 + 3f_m \frac{\varepsilon_m - \varepsilon}{\varepsilon_m + 2\varepsilon} \right) = \quad (2)$$

$$= \varepsilon + 3f_m \varepsilon \cdot A \cdot B^{-1} = \varepsilon + 3f_m M,$$

где f_m — объемная доля плазменной компоненты,

$$A = \varepsilon_m - \varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_m - \varepsilon & ig & 0 \\ -ig & \varepsilon_m - \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_m - \varepsilon \end{pmatrix}; \quad (3.1)$$

$$B = \varepsilon_m + 2\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_m + 2\varepsilon & -i2g & 0 \\ i2g & \varepsilon_m + 2\varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_m + 2\varepsilon \end{pmatrix}. \quad (3.2)$$

Подставляя (1.1), (3.1) и (3.2) во второе слагаемое (2), получаем тензор с компонентами:

$$M_{11} = M_{22} = \frac{3f_m}{\det B} \left[(\varepsilon\varepsilon_m - \varepsilon^2 - g^2)(\varepsilon_m + 2\varepsilon) - \right. \\ \left. - 2g^2(\varepsilon_m - 2\varepsilon)(\varepsilon_m + 2\varepsilon) \right]; \quad (4.1)$$

$$M_{12} = -M_{21} = \frac{3f_m}{\det B} \left[2ig(\varepsilon_m + 2\varepsilon)(\varepsilon\varepsilon_m - \varepsilon^2 - g^2) - \right. \\ \left. - ig(\varepsilon_m - 2\varepsilon)(\varepsilon_m + 2\varepsilon)^2 \right]; \quad (4.2)$$

$$M_{23} = M_{32} = M_{31} = M_{13} = 0; \quad (4.3)$$

$$M_{33} = \frac{3f_m}{\det B} \left[(\varepsilon\varepsilon_m - \varepsilon^2)((\varepsilon_m + 2\varepsilon)^2 - 4g^2) \right]. \quad (4.4)$$

В данном тензоре за магнитооптическое вращение будут отвечать недиагональные члены M_{12} и M_{21} , подставляя которые в (2) получим выражение для нового коэффициента гирации эффективной среды:

$$g_{\text{eff}} = g + \frac{3f_m}{\det B} \left[-2g(\varepsilon_m + 2\varepsilon)(\varepsilon\varepsilon_m - \varepsilon^2 - g^2) + \right. \\ \left. + g(\varepsilon_m - 2\varepsilon)(\varepsilon_m + 2\varepsilon)^2 \right]. \quad (5)$$

Учитывая, что угол фарадеевского вращения пропорционален коэффициенту гирации, можно рассчитать коэффициент усиления эффекта Фарадея η в магнитоплазменном композите относительно чистой магнитооптической среды:

$$\eta = \frac{g_{\text{eff}}}{g} = 1 + \frac{3f_m}{\det B} \times \\ \times \left[-2(\varepsilon_m + 2\varepsilon)(\varepsilon\varepsilon_m - \varepsilon^2 - g^2) + \right. \\ \left. + (\varepsilon_m - 2\varepsilon)(\varepsilon_m + 2\varepsilon)^2 \right] = \\ = 1 + \frac{3f_m}{\det B} (\Im - 2\Re). \quad (6)$$

Учитывая, что $\varepsilon_m = \varepsilon'_m + i\varepsilon''_m$, преобразуем слагаемые в (6) к виду:

$$\Im = \left[(\varepsilon'_m - 2\varepsilon) \left[(\varepsilon'_m + 2\varepsilon)^2 - \varepsilon''_m{}^2 \right] - 2\varepsilon''_m{}^2 (\varepsilon'_m + 2\varepsilon) \right] + (7.1)$$

$$+ i \left[\varepsilon''_m (\varepsilon'_m + 2\varepsilon)^2 - \varepsilon''_m{}^3 + 2\varepsilon''_m (\varepsilon'_m + 2\varepsilon) (\varepsilon'_m - 2\varepsilon) \right];$$

$$\Re = \left[(\varepsilon'_m + 2\varepsilon) (\varepsilon \varepsilon'_m - \varepsilon^2 - g^2) - \varepsilon \varepsilon''_m{}^2 \right] + (7.2)$$

$$+ i \left[\varepsilon''_m (\varepsilon \varepsilon'_m - \varepsilon^2 - g^2) + \varepsilon \varepsilon''_m (\varepsilon'_m + 2\varepsilon) \right].$$

С учетом (7.1) и (7.2) запишем:

$$C' = \text{Re}(\Im - 2\Re) = (8.1)$$

$$= \left[(\varepsilon'_m - 2\varepsilon) \left[(\varepsilon'_m + 2\varepsilon)^2 - \varepsilon''_m{}^2 \right] - 2\varepsilon''_m{}^2 (\varepsilon'_m + 2\varepsilon) \right] -$$

$$- 2 \left[(\varepsilon'_m + 2\varepsilon) (\varepsilon \varepsilon'_m - \varepsilon^2 - g^2) - \varepsilon \varepsilon''_m{}^2 \right];$$

$$C'' = \text{Im}(\Im - 2\Re) = (8.2)$$

$$= \left[\varepsilon''_m (\varepsilon'_m + 2\varepsilon)^2 - \varepsilon''_m{}^3 + 2\varepsilon''_m (\varepsilon'_m + 2\varepsilon) (\varepsilon'_m - 2\varepsilon) \right] -$$

$$- 2 \left[\varepsilon''_m (\varepsilon \varepsilon'_m - \varepsilon^2 - g^2) + \varepsilon \varepsilon''_m (\varepsilon'_m + 2\varepsilon) \right].$$

Для (3.2) запишем определитель:

$$\det B = (\varepsilon'_m + 2\varepsilon + i\varepsilon''_m)^3 - 4g^2 (\varepsilon'_m + 2\varepsilon) - (9)$$

$$- i4g^2 \varepsilon''_m = \left[(\varepsilon'_m + 2\varepsilon)^3 - 3\varepsilon''_m{}^2 (\varepsilon'_m + 2\varepsilon) \right] +$$

$$+ i \left[3\varepsilon''_m (\varepsilon'_m + 2\varepsilon)^2 - \varepsilon''_m{}^3 \right] = D' + iD''.$$

Подставляя (8.1), (8.2) и (9) в (6), получим выражение для коэффициента усиления:

$$\eta = 1 + 3f_m \frac{C' + iC''}{D' + iD''} = (10)$$

$$= 1 + 3f_m \left[\frac{C'D' + C''D''}{D'^2 + D''^2} + i \frac{C''D' - C'D''}{D'^2 + D''^2} \right] =$$

$$= \eta' + i\eta'' = |\eta| e^{i\varphi}.$$

Как видно из (5) и (10), коэффициент гирации для эффективной магнитоплазменной среды g_{eff} и, соответственно, коэффициент усиления эффекта Фарадея η являются комплексными величинами. На рис. 1 представлены спектральные зависимости модуля $|\eta|$ и аргумента φ коэффициента усиления эффекта Фарадея при разном значении доли металлической компоненты f_m (указана в легенде). Диэлектрическая проницаемость золота рассчитана согласно [19] для наночастиц радиусом 50 нм.

Видно, что модуль коэффициента усиления эффекта Фарадея $|\eta|$ (рис. 1а) в области плазмонного резонанса ($\lambda = 655$ нм) имеет локальный спектральный максимум. Значение $|\eta|$ в максимуме растет с увеличением доли металлической компоненты f_m .

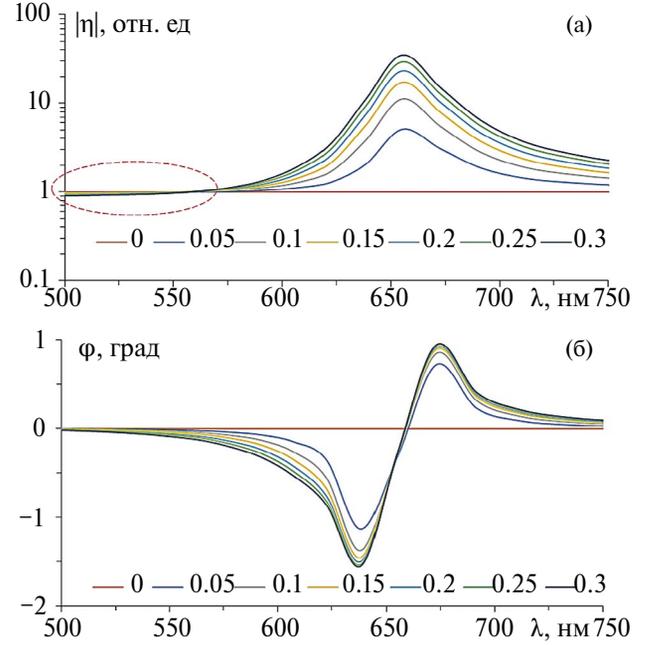


Рис. 1. Расчетная спектральная зависимость модуля $|\eta|$ (а) и аргумента φ (б) коэффициента усиления эффекта Фарадея в магнитоплазмонном композите на основании (10), при разной объемной доле плазмонной компоненты f_m .

Здесь также нужно отметить, что в области малых длин волн относительно ЛПР модуль коэффициента усиления эффекта Фарадея $|\eta|$ становится меньше 1, что свидетельствует об ослаблении эффекта Фарадея. Данный факт экспериментально подтверждается результатами экспериментальных работ [6–8, 20], однако ему никогда не уделяли должного внимания.

Физический смысл аргумента φ комплексного коэффициента усиления есть угол эллиптичности [21]. На рис. 1б видно, что эллиптичность в окрестности плазмонного резонанса меняет знак при переходе от малых длин волн к большим относительно резонансной длины волны, а в самом резонансе $\varphi = 0$ при любом содержании металлической фазы. Данное изменение эллиптичности экспериментально подтверждено в работе [6].

Таким образом, комплексный индекс гирации в магнитоплазмонном композите кроме поворота плоскости поляризации приводит к появлению знакопеременной эллиптичности в окрестности плазмонного резонанса.

Наличие такой знакопеременной эллиптичности в окрестности ЛПР в магнитоплазмонном нанокompозите является причиной эффекта асимметричности фарадеевского вращения при намагничивании среды вдоль и навстречу вектору распространения световой волны. Данный эффект асимметричности магнитооптического вращения наблюдали экспериментально [6, 16].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ

Для исследования влияния локализованного плазмонного резонанса на усиление магнитооптического эффекта Фарадея и возникновение асимметрии магнитооптического вращения был синтезирован образец магнитоплазмонного композита, состоящего из самоорганизующихся наночастиц золота в матрице висмутзамещенного феррит-граната. Для этого на полированную подложку из монокристалла гадолиний-галлиевого граната $Gd_3Ga_5O_{12}$ (GGG) с ориентацией поверхности (111) напыляли тонкий слой золота Au. Напыление Au (99.95%) осуществляли термическим методом в вакууме (давление остаточных газов не хуже $4 \cdot 10^{-4}$ Па). При напылении использована оригинальная методика формирования покрытия с градиентом эффективной толщины $h_{\text{эф}}$ вдоль выбранного направления [16]. Для формирования самоорганизующихся плазмонных наночастиц пленку Au подвергали грануляции посредством отжига на воздухе 1 час при температуре 680°C . Поверх плазмонных наночастиц напыляли слой висмут-замещенного феррит-граната (BiIG) толщиной порядка 100 нм. Напыление осуществляли ионно-реактивным методом в смеси газов Ar (25%) + O_2 (75%) при распылении мишени состава $Bi_{1.0}Y_{0.5}Gd_{1.5}Fe_{4.2}Al_{0.8}O_{12}$. Для кристаллизации граната пленку отжигали на воздухе 20 мин при температуре 680°C .

Цикл “нанесение золота – грануляция золота – нанесение граната – кристаллизация граната” повторяли три раза для увеличения эффективности взаимодействия плазмонной и магнитооптической подсистем. Схематически структура образца магнитоплазмонного нанокompозита $GGG/[Au_{(NP)}/BiIG]^3$ показана на рис. 2.

РЭМ-снимки (растровый электронный микроскоп РЭМ-106 Selmy) самоорганизующихся наночастиц Au на разных участках градиента $h_{\text{эф}}$ показаны на рис. 3.

Видно, что с уменьшением $h_{\text{эф}}$ размеры плазмонных самоорганизующихся наночастиц Au также уменьшаются в среднем от 200–250 нм до 50–100 нм.

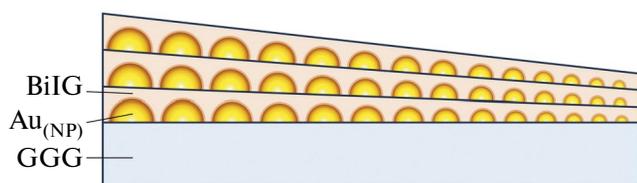


Рис. 2. Схема образца магнитоплазмонного нанокompозита $GGG/[Au_{(NP)}/BiIG]^3$.

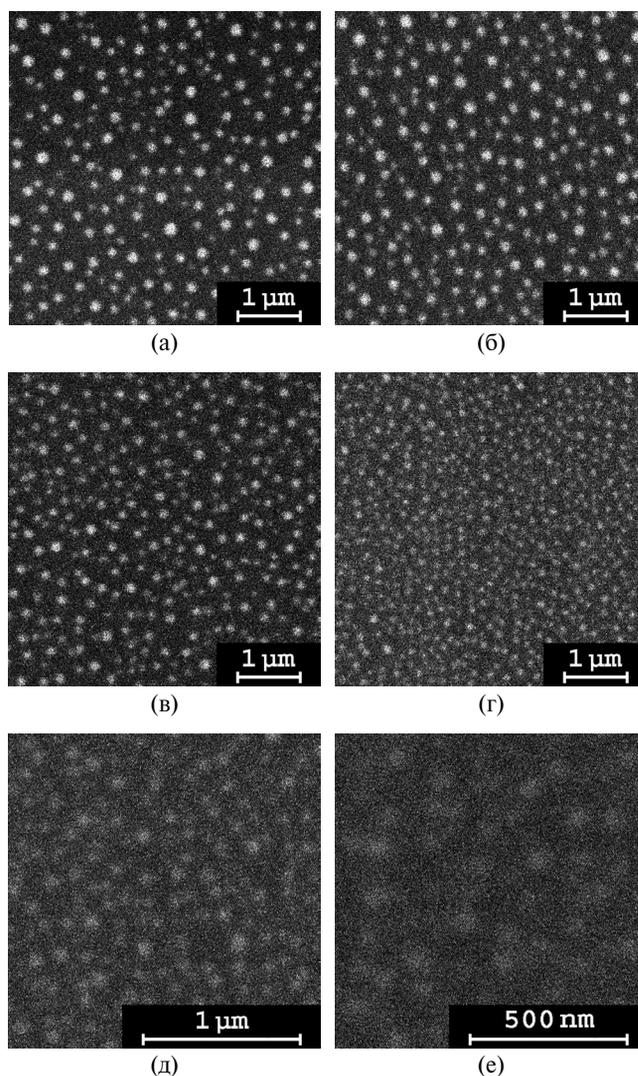


Рис. 3. РЭМ-снимки (микроскоп РЭМ-106 Selmy) самоорганизующихся наночастиц Au на разных участках градиента $h_{\text{эф}}$: а – 8 нм, б – 7 нм, в – 6 нм, г – 5 нм, д – 4 нм, е – 3 нм.

Спектры оптического пропускания нанокompозита $GGG/[Au_{(NP)}/BiIG]^3$ на разных участках градиента $h_{\text{эф}}$ представлены на рис. 4. Видно, что в спектрах пропускания присутствуют локальные оптические минимумы, связанные с поглощением энергии на возбуждение локализованного плазмонного резонанса. При этом с увеличением толщины пленки (размера наночастиц) спектральное положение резонансной полосы ЛПР испытывает “красный” сдвиг от 675 нм до 720 нм.

На рис. 5 показаны спектры эффекта Фарадея в нанокompозите $GGG/[Au_{(NP)}/BiIG]^3$ на разных участках градиента $h_{\text{эф}}$.

Как было показано в работах [16, 22], эффект Фарадея Θ_{FR} может быть определен как полуразность спектров полного магнитооптического вращения Θ_{TR} при намагничивании образца вдоль волнового вектора (поле $H+$) и против волнового

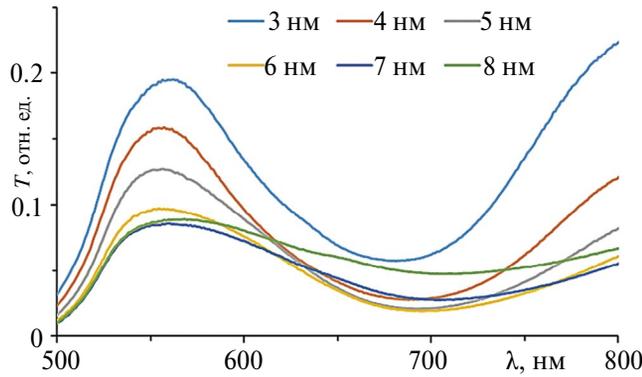


Рис. 4. Спектры оптического пропускания нанокompозита GGG/[Au_(NP)/BiIG]³ на разных участках градиента h_{eff} .

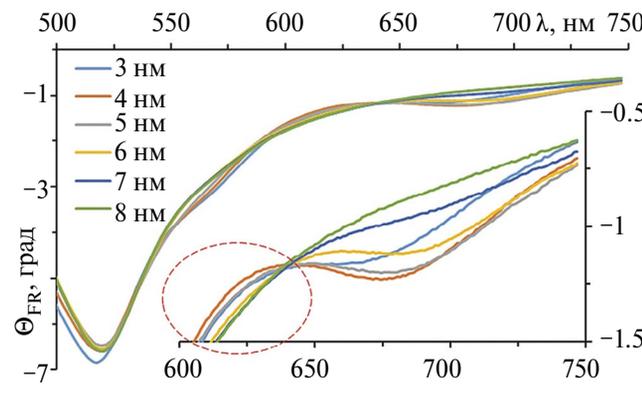


Рис. 5. Спектры эффекта Фарадея в нанокompозите GGG/[Au_(NP)/BiIG]³ на разных участках градиента h_{eff} (на вставке – увеличенный участок в области ЛПР).

вектора (поле H^-) за вычетом магнитооптического вращения $\Theta_{\text{FR(GGG)}}$ в относительно “толстой” парамагнитной подложке:

$$\Theta_{\text{FR}}(\lambda) = [\Theta_{\text{TR}(H_+)}(\lambda) - \Theta_{\text{TR}(H_-)}(\lambda)] / 2 - \Theta_{\text{FR(GGG)}}(\lambda). \quad (11)$$

Следует обратить внимание, что в области ЛПР (рис. 5) наблюдается локальное усиление эффекта Фарадея. Однако помимо усиления в области меньших относительно резонанса длин волн наблюдается также ослабление эффекта Фарадея (на рис. 5 обведено штриховой линией).

Для получения спектральной зависимости модуля коэффициента усиления эффекта Фарадея $|\eta|$ спектры эффекта Фарадея при разных значениях градиента h_{eff} были пронормированы на спектр эффекта Фарадея при $h_{\text{eff}} = 8$ нм. Выбор спектра при $h_{\text{eff}} = 8$ нм в качестве нормировочного обусловлен тем, что эффективность плазмонного резонанса в данной области крайне низкая, а сам резонанс наблюдается при больших длинах волн. На рис. 6 показаны полученные спектральные зависимости модуля коэффициента усиления эффекта Фарадея $|\eta|$.

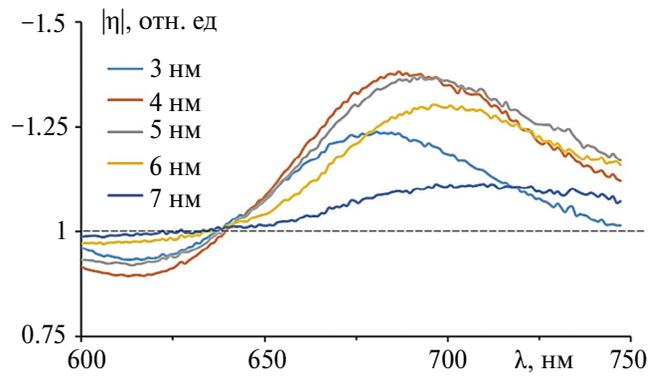


Рис. 6. Спектральная зависимость модуля коэффициента усиления эффекта Фарадея $|\eta|$ на разных участках градиента h_{eff} .

Видно, что при длине волны меньше 640 нм коэффициент усиления $|\eta|$ меньше единицы, т.е. эффект Фарадея ослабляется, как было выше предсказано теоретически. Таким образом, экспериментальные результаты на качественном уровне хорошо коррелируют с теоретическими расчетами. Отличие в длинах волн обусловлено размерами наночастиц в модельном и экспериментальном исследованиях.

Рассмотрим особенности асимметрии магнитооптического вращения, вызванного плазмонным резонансом. Величина такой асимметрии $\Delta\Theta$ согласно [16] может быть определена как полусумма спектров полного магнитооптического вращения Θ_{TR} в полях H_+ и H_- (средняя линия):

$$\Delta\Theta(\lambda) = [\Theta_{\text{TR}(H_+)}(\lambda) + \Theta_{\text{TR}(H_-)}(\lambda)] / 2. \quad (12)$$

Спектры асимметрии магнитооптического вращения на разных участках градиента h_{eff} показаны на рис. 7.

Как видно из рисунка, на резонансной длине волны ЛПР асимметрия $\Delta\Theta = 0$ при всех значениях h_{eff} . При этом слева и справа от резонанса величина $\Delta\Theta$ меняет знак, а точки экстремума (максимум и минимум) на рис. 7 соответствуют точкам перегиба на рис. 6. Данное спектральное поведение

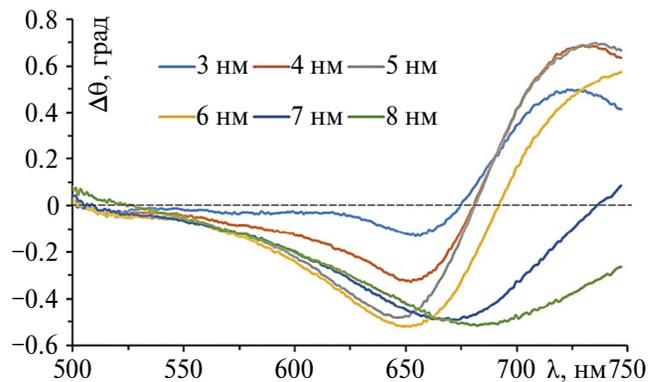


Рис. 7. Спектры асимметрии магнитооптического вращения на разных участках градиента h_{eff} .

ние асимметрии $\Delta\Theta$ качественно соответствует спектральным особенностям аргумента φ комплексного коэффициента усиления на рис. 16. Таким образом, асимметрия магнитооптического вращения возникает в результате знакопеременной эллиптичности, обусловленной комплексным индексом гирации в магнитоплазмонной композитной среде.

ВЫВОДЫ

В работе показано, что усиление магнитооптического эффекта Фарадея за счет локализованного плазмонного резонанса обусловлено воздействием магнитного поля на магнитоплазмонный композит как эффективную среду в целом. При этом в магнитоплазмонном нанокompозите наблюдается как усиление эффекта Фарадея на резонансных длинах волн ЛПР, так и некоторое его ослабление в области коротких, относительно ЛПР, длин волн.

Теоретически показано, что комплексный индекс гирации в недиагональных членах тензора эффективной диэлектрической проницаемости для магнитоплазмонного композита кроме поворота плоскости поляризации приводит к появлению знакопеременной эллиптичности в окрестности плазмонного резонанса. Данная эллиптичность приводит к появлению асимметрии магнитооптического вращения $\Delta\Theta$ в окрестности локализованного плазмонного резонанса при намагничивании образца вдоль и навстречу волновому вектору распространения световой волны. Показано, что асимметрия $\Delta\Theta$ равна нулю на резонансной длине волны ЛПР и меняет знак слева и справа от резонанса, при этом точки экстремума (максимума и минимума) на спектрах $\Delta\Theta$ совпадают с точками перегиба на спектрах коэффициента усиления эффекта Фарадея.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Государственного Совета Республики Крым, постановление № п653–2/23 от 30.01.2023.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Sharkawy A., Shi Sh., Prather D.W.* Heterostructure photonic crystals: theory and applications // *Appl. Opt.*, 2002. V. 41. P. 7245–7253.
2. *Uchida K., Adachi H., Kikuchi D., Ito S., Qiu Z., Maekawa S., Saitoh E.* Generation of spin currents by surface plasmon resonance // *Nature Communications*. 2014. V. 6. P. 5910.
3. *Ignatyeva D.O., Knyazev G.A., Kapralov P.O., Dietler G., Sekatskii S.K., Belotelov V.I.* Magneto-optical plasmonic heterostructure with ultranarrow resonance for

sensing applications // *Scientific Reports*. 2016. V. 6. P. 28077.

4. *Kharratian S., Urey H., Onbaşlı M.C.* RGB Magneto-photonic Crystals for High-contrast Magneto-optical Spatial Light Modulators // *Sci. Rep.* 2019. V. 9. P. 644.
5. *Soldano L.B., Pennings E.C.M.* Optical multi-mode interference devices based on self-imaging: Principles and applications // *J. Lightwave Technol.* 1995. V. 13 (4). P. 615.
6. *Baryshev A.V., Uchida H., Inoue M.* Peculiarities of plasmon-modified magneto-optical response of gold-garnet structures // *J. Opt. Soc. Am. B*. 2013. V. 30(9). P. 2371.
7. *Uchida H., Masuda Y., Fujikawa R., Baryshev A.V., Inoue M.* Large enhancement of Faraday rotation by localized surface plasmon resonance in Au nanoparticles embedded in Bi: YIG film // *J. Magn. and Magn. Mat.* 2009. V. 321. P. 843.
8. *Fujikawa R., Baryshev A.V., Kim J., Uchida H., Inoue M.* Contribution of the surface plasmon resonance to optical and magneto-optical properties of a Bi: YIG-Au nanostructure // *J. App. Phys.* 2008. V. 103. P. 07D301.
9. *Tkachuk S., Lang G., Krafft C., Rabin O., Mayergoyz I.* Plasmon resonance enhancement of Faraday rotation in thin garnet films // *J. App. Phys.* 2011. V. 109. P. 07B717.
10. *Zhu H., Gao M., Pang C., Li R., Chu L., Ren F., Qin W., Chen F.* Strong Faraday Rotation Based on Localized Surface Plasmon Enhancement of Embedded Metallic Nanoparticles in Glass // *Small Sci.* 2022. V. 2. P. 2100094.
11. *Chin J.Y., Steinle T., Wehler T., Dregely D., Weiss T., Belotelov V.I., Stritzker B., Giessen H.* Nonreciprocal plasmonics enables giant enhancement of thin-film Faraday rotation // *Nature Commun.* 2013. V. 4. P. 1599.
12. *Belotelov V.I., Doskolovich L.L., Kotov V.A., Bezus E.A., Bykov D.A., Zvezdin A.K.* Faraday effect enhancement in metal-dielectric plasmonic systems // *Proc. of SPIE*. 2007. V. 6581. P. 65810S.
13. *Krichevsky D.M., Kalish A.N., Kozhaev M.A., Sylgacheva D.A., Kuzmichev A.N., Dagesyan S.A., Achantia V.G., Popova E., Keller N., Belotelov V.I.* Enhanced magneto-optical Faraday effect in two-dimensional magneto-plasmonic structures caused by orthogonal plasmonic oscillations // *Phys. Rev. B*. 2020. V. 102. P. 144408.
14. *Bremer J., Vaicikauskas V., Hansteen F., Hunderi O.* Influence of surface plasmons on the Faraday effect in bismuth-substituted yttrium iron garnet films // *J. App. Phys.* 2001. V. 8 (11). P. 6177.
15. *Mikhailova T.V., Lyashko S.D., Tomilin S.V., Shaposhnikov A.N., Karavainikov A.V., Berzhansky V.N.* Hybrid states of Tamm plasmon polaritons in nanostructures with Bi-substituted iron garnets // *Journal of Physics: Conference Series*. 2019. V. 1389. P. 012103.
16. *Tomilin S., Karavaynikov A., Lyashko S., Tomilina O., Berzhansky V., Gusev A., Linert W., Yanovsky A.* Asymmetric Magneto-Optical Rotation in Magnetoplasmonic Nanocomposite // *J. Compos. Sci.* 2023. V. 7. P. 287.

17. Tomilin S.V., Berzhansky V.N., Shaposhnikov A.N., Prokopov A.R., Karavaynikov A.V., Milyukova E.T., Mikhaylova T.V., Tomilina O.A. Vertical Displacement of the Magneto-optical Hysteresis Loop in the Magnetoplasmonic Nanocomposite // *Phys. Solid State*. 2020. V. 62 (1). P. 144.
18. Tomilin S.V., Berzhansky V.N., Shaposhnikov A.N., Lyashko S.D., Mikhailova T.V., Tomilina O.A. Spectral Properties of Magneto-plasmonic Nanocomposite. Vertical Shift of Magneto-Optical Hysteresis Loop // *J. Phys.: Conference Series*. 2019. V. 1410. P. 012122.
19. Tomilina O.A., Berzhansky V.N., Tomilin S.V. The Influence of Dielectric Environment on Spectral Shift of Localized Plasmonic Resonance // *J. Phys.: Conference Series*. 2020. V. 1695. P. 012138.
20. Baryshev A.V., Merzlikin A.M. Tunable Plasmonic Thin Magneto-Optical Wave Plate // *J. Opt. Soc. Am. B*. 2016. V. 33(7). P. 1399.
21. Звездин А.К., Котов В.А. Магнитооптика тонких пленок. М.: Наука, 1988. 192 с.
22. Tomilin S.V., Karavaynikov A.V., Lyashko S.D., Milyukova E.T., Tomilina O.A., Yanovsky A.S., Belotelov V.I., Berzhansky V.N. Giant enhancement of the Faraday effect in a magnetoplasmonic nanocomposite // *Optical Mater. Express*. 2022. V. 12 (4). P. 1522.

Resonance Enhancement of the Faraday Effect in a magnetoplasmonic Composite

S. V. Tomilin^{1,*}, A. V. Karavaynikov¹, S. D. Lyashko¹, E. T. Milyukova¹,
O. A. Tomilina¹, V. N. Berzhansky¹

¹ Vernadsky Crimean Federal University, Simferopol, Republic of Crimea, 295006 Russia

*e-mail: tomilin_znu@mail.ru

Abstract – The paper presents the results of a theoretical and experimental study of the enhancement of the magneto-optical Faraday effect in a magnetoplasmonic nanocomposite, caused by localized plasmon resonance (LPR) in metal nanoparticles. The nanocomposite comprises a three-layer structure of self-assembled gold nanoparticles in a bismuth-substituted iron-garnet matrix. It is shown theoretically and experimentally that the enhancement of the magneto-optical Faraday effect is determined by the action of a magnetic field on the magnetoplasmonic composite as an effective medium as a whole. In this case, in the magnetoplasmonic nanocomposite, the Faraday effect is enhanced at the LPR wavelengths and is slightly weakened in the region of short wavelengths relative to the LPR. It is theoretically shown that the complex gyration index in the off-diagonal terms of the effective permittivity tensor for the magnetoplasmonic composite, in addition to rotation of the polarization plane, leads to the appearance of alternating ellipticity in the vicinity of the plasmon resonance, which is observed in the form of asymmetry of magneto-optical rotation.

Keywords: nanoparticles, magnetoplasmonic composite, plasmon resonance, resonance enhancement, Faraday effect