

## ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ И МАГНИТНЫЙ КРУГОВОЙ ДИХРОИЗМ В СРЕДАХ С МАГНИТОПЛАЗМОННЫМИ НАНОЧАСТИЦАМИ И ДВУХЧАСТИЧНЫМИ КЛАСТЕРАМИ

Т. М. Чмерева \*, М. Г. Кучеренко

УДК 535.372;535.354;620.3

Оренбургский государственный университет,  
460018, Оренбург, ул. Победы, 13, Россия; e-mail: chmereva@yandex.ru, clibph@yandex.ru

(Поступила 23 апреля 2019)

Теоретически исследованы фарадеевское вращение и магнитный круговой дихроизм в средах, содержащих сферические слоистые наночастицы с ферромагнитным ядром и плазмонной оболочкой или двухчастичные кластеры, состоящие из ферромагнитной и плазмонной наночастиц. Для указанных систем в квазистатическом приближении электродинамики проведены расчеты спектров оптического поглощения, спектральных зависимостей магнитного кругового дихроизма, угла ориентации эллипса поляризации и эллиптичности световой волны. Показано, что магнитооптический отклик сред с магнитоплазмонными включениями зависит от размера ферромагнитной составляющей включения, причем для двухслойных частиц эта зависимость более выражена, а отклик в области плазмонного резонанса благородного металла больше, чем для двухчастичных кластеров.

**Ключевые слова:** магнитоплазмонная наночастица, двухчастичный кластер, магнитооптические явления, магнитный круговой дихроизм, фарадеевское вращение, дипольная динамическая поляризуемость.

*The Faraday rotation and magnetic circular dichroism (MCD) in media containing spherical layered nanoparticles with a ferromagnetic core and a plasmon shell or two-particle clusters consisting of ferromagnetic and plasmonic nanoparticles are studied theoretically. For these systems, in the quasistatic approximation of electrodynamics, calculations of the optical absorption spectra, the MCD spectra, the orientation angle of the polarization ellipse, and the ellipticity of the light wave are carried out. It is shown that the magneto-optical response of media with magnetoplasmon inclusions depends on the size of the ferromagnetic component of the inclusion. Moreover, this dependence is more pronounced for bilayer particles, and the response in the region of plasmon resonance of the noble metal is greater than for two-particle clusters.*

**Keywords:** magnetoplasmonic nanoparticle, two-particle cluster, magneto-optical phenomena, magnetic circular dichroism, Faraday rotation, dipole dynamic polarizability.

**Введение.** Композитные наноструктуры, обладающие и магнитными, и плазмонными свойствами, вызывают повышенный интерес исследователей в связи с перспективой их использования в современных магнитооптических устройствах: сверхчувствительных сенсорах магнитного поля, магнитооптических модуляторах света, цветных гибких мониторах, устройствах записи, хранения, передачи и считывания информации [1—3]. Принципы действия этих приборов основаны на магнитооптических эффектах, благодаря которым появляется возможность управлять характеристиками светового излучения, например поляризацией или интенсивностью, с помощью магнитного поля. Однако воздействие магнитного поля на свет чаще всего весьма малое, поэтому с точки зрения практических приложений актуально усиление магнитооптических эффектов. Один из подходов к решению этой

---

## FARADAY EFFECT AND MAGNETIC CIRCULAR DICHROISM IN MEDIA WITH MAGNETO-PLASMONIC NANOPARTICLES AND TWO-PARTICLE CLUSTERS

T. M. Chmereva \*, M. G. Kucherenko (Orenburg State University, 13 Pobedy Str., Orenburg, 460018, Russia; e-mail: chmereva@yandex.ru; clibph@yandex.ru)

задачи — создание магнитоплазменных наноструктур, примерами которых могут быть планарные или сферические слоистые структуры из ферромагнитных материалов и благородных металлов, а также кластеры, состоящие из магнитных и плазмонных наночастиц (НЧ). В таких структурах возможно резонансное возбуждение локализованных или распространяющихся поверхностных плазмонов, что приводит к перераспределению электромагнитного поля, которое в свою очередь вызывает сильные изменения магнитооптического отклика [4, 5]. В последние годы появился ряд теоретических и экспериментальных работ (см., например, [6—8]), в которых сообщается об усилении эффекта Керра в магнитоплазменных планарных наноструктурах. Усиление фарадеевского вращения обнаружено при исследовании сред, содержащих НЧ с ферромагнитным ядром и оболочкой из благородного металла [9, 10]. Кроме того, в магнитоплазменных фотонных кристаллах, представляющих собой периодическую металлодиэлектрическую структуру, включающую в себя магнитный материал, наблюдается резонансное увеличение до трех порядков указанных эффектов по сравнению с магнитными пленками без плазмонного слоя [11—13].

Еще одним видом магнитооптического отклика сред, содержащих НЧ, является магнитный круговой дихроизм (МКД), заключающийся в разном поглощении света правой и левой круговой поляризации. Эффект МКД в коллоидных растворах НЧ золота и серебра достаточно мал и составляет сотые доли процента [14, 15], в структурах с ферромагнитными НЧ он на порядок выше [16]. Как следует из [17], наличие у плазмонной НЧ ферромагнитного ядра увеличивает МКД в области плазмонного резонанса благородного металла. К изменению спектров оптического поглощения и МКД диамагнитной НЧ приводит также наличие ферромагнитной оболочки [18].

В настоящей работе теоретически исследован эффект Фарадея и МКД в композитных средах, в состав которых входят либо сферические ферромагнитные НЧ с плазмонными оболочками, либо кластеры, состоящие из двух однородных сферических частиц, одна из которых ферромагнитная, другая плазмонная. Расчеты фарадеевского угла вращения и спектров МКД проведены в рамках квазистатического подхода, который основан на понятии дипольной динамической поляризуемости слоистой НЧ или двухчастичного кластера [19, 20]. Для определения эффективной диэлектрической проницаемости рассматриваемых сред использована модель Максвелла—Гарнетта [10, 17]. Показано существенное увеличение магнитооптического отклика рассмотренных наноструктур в области плазмонного резонанса благородного металла по сравнению со случаем однородных ферромагнитных частиц.

#### **Магнитооптический отклик гетерогенных сред с магнитоплазмонными наночастицами.**

В макроскопической теории магнитооптических явлений свойства среды задаются видом тензоров диэлектрической  $\vec{\epsilon}$  и магнитной  $\vec{\mu}$  проницаемости. В видимой области спектра тензор  $\vec{\mu}$  можно считать единичным. Вид тензора  $\vec{\epsilon}$  для ферромагнитных материалов определяется намагниченностью среды. Если вектор намагниченности  $\mathbf{M}$  направлен вдоль оси  $z$  декартовой системы координат, то тензор  $\vec{\epsilon}$  представляет собой антисимметричный тензор второго ранга [3]:

$$\vec{\epsilon}_f = \epsilon_1 \begin{pmatrix} 1 & -iQ & 0 \\ iQ & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где  $\epsilon_1$  — диэлектрическая проницаемость ненамагниченного ферромагнетика, являющегося оптически изотропным;  $Q = g/\epsilon_1$  — магнитооптический параметр Фохта;  $g$  — модуль вектора гирации, пропорциональный намагниченности  $\mathbf{M}$  ферромагнетика.

В поглощающей среде  $\epsilon_1$  и  $Q$  являются комплексными функциями частоты. Для описания частотной зависимости диэлектрической проницаемости ферромагнетика часто используют модель Друде:

$$\epsilon_1(\omega) = 1 - \omega_{p11}^2 / (\omega^2 + i\gamma_1\omega),$$

где  $\omega_{p11}$  и  $\gamma_1$  — плазменная частота и коэффициент диссипации, определяющий тепловые потери в металле [6]. Определение частотной зависимости магнитооптического параметра на данный момент является нерешенной задачей микроскопической теории. Обычно параметр Фохта находят из экспериментальных данных, характеризующих магнитооптические эффекты [3].

Для описания оптических свойств гетерогенных систем, представляющих собой однородную матрицу с редкими изолированными включениями (объемная доля включений  $\leq 15\%$ ), применима модель эффективной среды Максвелла—Гарнетта, в рамках которой гетеросистема считается однородной и характеризуется эффективными макроскопическими параметрами [10, 17]. В рассматриваемой

мых нами системах включениями служат или сферические частицы с ферромагнитным ядром и плазмонной оболочкой, или двухчастичные кластеры, состоящие из ферромагнитной и плазмонной НЧ. Наличие ферромагнитного компонента делает оптические свойства этих включений анизотропными, поэтому анизотропной становится и эффективная среда, диэлектрическая проницаемость которой будет тензором второго ранга  $\tilde{\epsilon}^{\text{eff}}$ . Зная тензор дипольной динамической поляризуемости отдельного включения  $\tilde{\alpha}(\omega)$ , можно определить явный вид  $\tilde{\epsilon}^{\text{eff}}$ :

$$\tilde{\epsilon}^{\text{eff}}(\omega) = \epsilon_d \left( \mathbf{I} - (4\pi/3)n\tilde{\alpha}(\omega) \right)^{-1} \left( \mathbf{I} + (8\pi/3)n\tilde{\alpha}(\omega) \right), \quad (2)$$

где  $n$  — концентрация включений;  $\mathbf{I}$  — единичная матрица;  $\epsilon_d$  — диэлектрическая проницаемость среды, содержащей включения.

Для слоистой сферической НЧ с ферромагнитным ядром и диамагнитной оболочкой тензор поляризуемости определяется диэлектрическими свойствами материалов ядра и оболочки, а также окружающей среды и записывается в виде [19, 20]

$$\begin{aligned} \tilde{\alpha}_1(\omega) = R^3 \times & \left[ \left( \tilde{\epsilon}_f(\omega) + 2\epsilon_m(\omega)\mathbf{I} \right) \left( \epsilon_m(\omega) - \epsilon_d \right) + \left( \tilde{\epsilon}_f(\omega) - \epsilon_m(\omega)\mathbf{I} \right) \left( 2\epsilon_m(\omega) + \epsilon_d \right) \left( R_1/R \right)^3 \right] \times \\ & \times \left[ \left( \tilde{\epsilon}_f(\omega) + 2\epsilon_m(\omega)\mathbf{I} \right) \left( \epsilon_m(\omega) + 2\epsilon_d \right) + 2 \left( \tilde{\epsilon}_f(\omega) - \epsilon_m(\omega)\mathbf{I} \right) \left( \epsilon_m(\omega) - \epsilon_d \right) \left( R_1/R \right)^3 \right]^{-1}, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $R_1$  и  $R$  — радиусы ядра и всей НЧ;  $\epsilon_m(\omega)$  — диэлектрическая проницаемость благородного металла.

В пределе  $R_1 \rightarrow R$  формула (3) дает тензор поляризуемости однородной ферромагнитной частицы, в пределе  $R_1 \rightarrow 0$  — скалярную поляризуемость частицы из благородного металла. В результате замены в формуле (3) тензора  $\tilde{\epsilon}_f(\omega)$  на диэлектрическую постоянную получается скалярная поляризуемость частицы с диэлектрическим ядром и плазмонной оболочкой [21].

Как правило, для описания оптических свойств благородных металлов используется обобщенная модель Друде, в которой введением высокочастотной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_\infty$  учитывается вклад ионной решетки в диэлектрическую функцию металла:

$$\epsilon_m(\omega) = \epsilon_\infty - \omega_{\text{pl}2}^2 / (\omega^2 + i\gamma_2\omega),$$

где  $\omega_{\text{pl}2}$  и  $\gamma_2$  — плазменная частота и коэффициент диссипации. Строго говоря, при наличии внешнего магнитного поля диамагнетик приобретает анизотропные свойства и его диэлектрическая проницаемость также становится тензором второго ранга, компоненты которого зависят от индукции магнитного поля [19, 20]. В случае намагниченности ферромагнитного ядра слоистой частицы плазмонная оболочка оказывается в неоднородном магнитном поле, создаваемом ядром. Поэтому тензор диэлектрической проницаемости материала оболочки для каждой ее точки разный [22].

Для двухчастичного кластера тензор поляризуемости в приближении квазиточечных диполей выражается через поляризуемости  $\tilde{\alpha}_1(\omega)$  и  $\tilde{\alpha}_2(\omega)$  частиц, составляющих кластер, которые в общем случае также являются тензорами [19]:

$$\begin{aligned} \tilde{\alpha}(\omega) = & \left[ \mathbf{I} - \tilde{\alpha}_1(\omega)\tilde{G}(\mathbf{r})\tilde{\alpha}_2(\omega)\tilde{G}(\mathbf{r}) \right]^{-1} \tilde{\alpha}_1(\omega) \left[ \mathbf{I} + \tilde{G}(\mathbf{r})\tilde{\alpha}_2(\omega) \right] + \\ & + \left[ \mathbf{I} - \tilde{\alpha}_2(\omega)\tilde{G}(\mathbf{r})\tilde{\alpha}_1(\omega)\tilde{G}(\mathbf{r}) \right]^{-1} \tilde{\alpha}_2(\omega) \left[ \mathbf{I} + \tilde{G}(\mathbf{r})\tilde{\alpha}_1(\omega) \right], \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\tilde{G}(\mathbf{r})$  — тензорная функция Грина, которая зависит от ориентации оси кластера. В квазистатическом приближении функция Грина в сферической системе координат, центр которой совпадает с центром одной из частиц, записывается в виде [23, 24]

$$\tilde{G}(r, \theta, \varphi) = \frac{1}{r^3} \begin{pmatrix} -1 + 3\sin^2\theta\cos^2\varphi & 3\sin^2\theta\cos\varphi\sin\varphi & 3\sin\theta\cos\theta\cos\varphi \\ 3\sin^2\theta\cos\varphi\sin\varphi & -1 + 3\sin^2\theta\sin^2\varphi & 3\sin\theta\cos\theta\sin\varphi \\ 3\sin\theta\cos\theta\cos\varphi & 3\sin\theta\cos\theta\sin\varphi & -1 + 3\cos^2\theta \end{pmatrix},$$

где  $r$  — расстояние между частицами в кластере;  $\theta$  и  $\varphi$  — полярный и азимутальный углы, задающие ориентацию кластера.

Структура тензора эффективной диэлектрической проницаемости среды с включениями (2) определяется структурой тензора дипольной динамической поляризуемости включения. Для слоистых частиц тензоры поляризуемости (3) и эффективной проницаемости (2) имеют структуру, подобную тензору диэлектрической проницаемости ферромагнетика (1), с отличными от нуля пятью эле-

ментами, являющимися комплексными числами. В общем случае произвольной ориентации двухчастичного кластера по отношению к направлению вектора намагниченности ферромагнитной частицы у тензоров поляризуемости (4) и эффективной проницаемости (2) отличны от нуля все девять элементов. Если в среде кластеры ориентированы случайным образом, то после усреднения по телесному углу ненулевыми остаются только пять компонент и структура этих тензоров становится такой же, как у тензора (1).

Дипольная динамическая поляризуемость объекта во внешнем электрическом поле является основной физической величиной, характеризующей взаимодействие этого объекта с полем. Например, для НЧ и их кластеров с ее помощью можно находить сечения поглощения и рассеяния света. Если наноструктура обладает анизотропными свойствами, то сечение оптического поглощения определяется мнимой частью скалярной функции, содержащей тензор  $\tilde{\alpha}(\omega)$  [19]:

$$\sigma_{\text{abs}}(\omega) = (\omega/c) \sqrt{\epsilon_d} \text{Im} \left[ \mathbf{n}_E^* \tilde{\alpha}(\omega) \mathbf{n}_E \right], \quad (5)$$

где  $\mathbf{n}_E$  и  $\omega$  — вектор поляризации и частота световой волны;  $c$  — скорость света в вакууме.

Спектр МКД представляет собой разность сечений поглощения света правой  $\mathbf{n}_E^R = 1/\sqrt{2}(1, -i, 0)$  и левой  $\mathbf{n}_E^L = 1/\sqrt{2}(1, i, 0)$  круговой поляризации [17, 25]:

$$MCD(\omega) = \frac{\sigma_{\text{abs}}^R(\omega) - \sigma_{\text{abs}}^L(\omega)}{\sigma_{\text{abs}(0)}(\omega)}, \quad (6)$$

где  $\sigma_{\text{abs}(0)}(\omega)$  — сечение поглощения света при нулевой намагниченности ферромагнитной составляющей наноструктуры.

Как отмечено выше, плазменная оболочка НЧ при намагниченном ядре становится анизотропной и у тензора ее диэлектрической проницаемости возникает сложная пространственная зависимость. Учет этого обстоятельства затрудняет использование подхода, опирающегося на понятие дипольной динамической поляризуемости (5). В этом случае для описания спектров оптического поглощения и МКД возможен альтернативный подход, который основан на расчете электрических и магнитных полей внутри НЧ, возникающих из-за намагниченности ядра частицы и воздействия поля световой волны [22].

После прохождения линейно поляризованного света через анизотропную среду, обладающую поглощением, его поляризация становится эллиптической и характеризуется углом ориентации эллипса  $\Phi_F$ , который аналогичен углу Фарадея, и углом эллиптичности  $\Psi_F$ . Если намагниченность ферромагнитной составляющей слоистой частицы или кластера направлена вдоль оси  $z$ , совпадающей с направлением распространения света, то компоненты тензора эффективной диэлектрической проницаемости (2)  $\epsilon_{xy}^{\text{eff}}$  и  $\epsilon_{xx}^{\text{eff}}$  позволяют определить угол ориентации  $\Phi_F$  и угол эллиптичности  $\Psi_F$  на единицу длины пути света в среде [26]:

$$\Phi_F + i\Psi_F = \frac{\omega}{2c} \frac{i\epsilon_{xy}^{\text{eff}}}{\sqrt{\epsilon_{xx}^{\text{eff}}}}. \quad (7)$$

Компоненты тензора дипольной динамической поляризуемости кластера и, следовательно, компоненты тензора эффективной диэлектрической проницаемости среды, содержащей кластеры, зависят от ориентации кластера относительно вектора намагниченности ферромагнитной частицы. Поэтому если в среде кластеры ориентированы случайным образом, то при расчете сечения поглощения (5), МКД (6) и фарадеевского вращения (7) необходимо проводить усреднение по углам  $\theta$  и  $\varphi$ .

**Результаты и их обсуждение.** При расчетах магнитооптического отклика характеристики благородного металла выбраны соответствующими серебру:  $\hbar\omega_{p12} = 9.1$  эВ,  $\hbar\gamma_2 = 0.027$  эВ,  $\epsilon_\infty = 4.4$  [23]. Диэлектрическая проницаемость среды, являющейся матрицей, принята  $\epsilon_d = 2$ . Характеристики ферромагнетика отвечают кобальту:  $\hbar\omega_{p11} = 9.74$  эВ,  $\hbar\gamma_1 = 0.632$  эВ [6]. Магнитооптический параметр Фохта  $Q$  кобальта для разных длин волн найден из экспериментального наблюдения эффекта Керра [27]. Согласно [27], в видимом диапазоне реальная часть  $Q$  отрицательна и монотонно уменьшается от  $-20 \cdot 10^{-3}$  до  $-35 \cdot 10^{-3}$  при увеличении длины волны от 300 до 700 нм. Мнимая часть  $Q$  положительна и увеличивается от 0 до  $10 \cdot 10^{-3}$  в том же диапазоне длин волн. В частности, при  $\lambda = 633$  нм  $Q = (-27.4 + i6.86) \cdot 10^{-3}$  [27].

На рис. 1 представлены результаты расчетов по формулам (3), (5) и (6) сечений поглощения циркулярно поляризованного света сферической частицей с кобальтовым ядром и серебряной оболочкой и спектров МКД. Расчеты проведены для разных отношений  $\xi$  радиуса ядра  $R_1$  к радиусу всей частицы  $R = 10$  нм. Показано, что для однородной кобальтовой частицы в спектре поглощения имеется один широкий максимум  $\lambda_{\max} \sim 270$  нм, соответствующей плазмонному резонансу кобальта. Наличие серебряной оболочки приводит к возникновению двух максимумов: максимум, расположенный в области меньших длин волн, отвечает плазмонному резонансу на границе раздела кобальт—серебро, второй — резонансу на границе серебро—матрица. Видно, что с уменьшением радиуса ядра частицы левый максимум уменьшается, а правый растет, при этом расстояние между ними увеличивается. Когда  $R_1 \rightarrow 0$ , остается один максимум плазмонного резонанса серебра на  $\lambda_{\max} \sim 400$  нм. Изменение спектров поглощения приводит к изменению спектров МКД, причем с уменьшением ядра частицы эффект МКД в области плазмонного резонанса на границе серебро—матрица убывает и для однородной серебряной частицы пропадает во всем диапазоне длин волн.

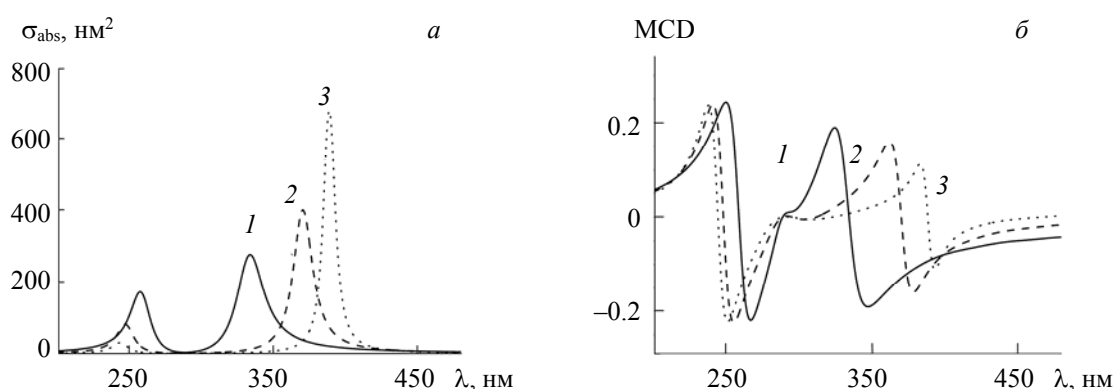


Рис. 1. Поглощение света слоистой наночастицей: *a* — сечения поглощения, *б* — спектры МКД при отношениях радиуса ядра к радиусу частицы  $\xi = 0.9$  (1), 0.7 (2), 0.5 (3)

При вычислении эффективной диэлектрической проницаемости концентрация НЧ принята  $n = 2.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , что соответствует их объемной доле 10 %. Зависимости угла ориентации эллипса  $\varphi_F$  и эллиптичности  $\psi_F$  на единицу длины пути света в среде со слоистыми частицами от длины волны, рассчитанные по (7), приведены на рис. 2. На этих зависимостях видны два максимума, соответствующих плазмонным резонансам на внутренней и внешней поверхностях серебряной оболочки, расстояние между которыми растет с уменьшением ядра частицы, при этом эффект Фарадея также снижается.

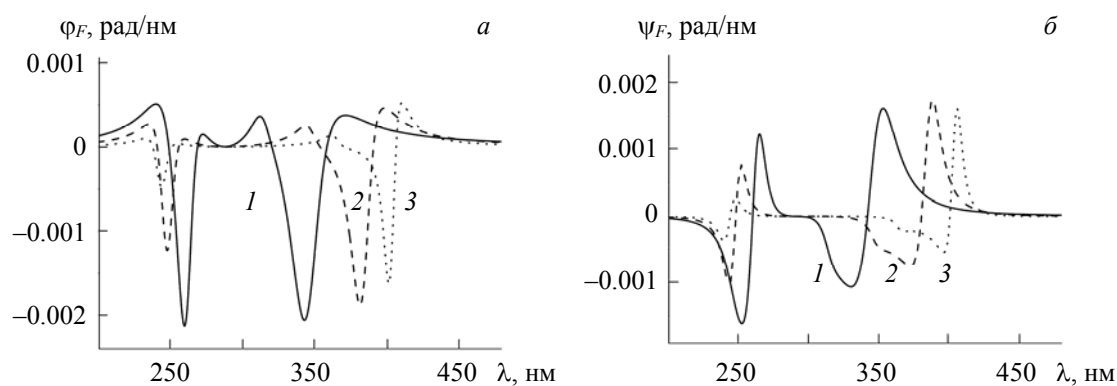


Рис. 2. Эффект Фарадея в среде со слоистыми наночастицами: *a* — угол ориентации эллипса, *б* — угол эллиптичности при  $\xi = 0.9$  (1), 0.7 (2), 0.5 (3)

На рис. 3 представлены спектры поглощения света круговой поляризации двухчастичным кластером, состоящим из однородных кобальтовой и серебряной частиц, и спектры МКД. Расчеты проведены для разных радиусов кобальтовой частицы. Радиус серебряной частицы 5 нм, расстояние между центрами частиц  $r = 17$  нм. Видно, что увеличение радиуса кобальтовой частицы приводит к увеличению сечения поглощения в области плазмонного резонанса кобальта и уменьшению сечения в области плазмонного резонанса серебра, как показано на рис. 3, *а*, вставка. При этом спектры МКД претерпевают незначительные изменения только в области плазмонного резонанса серебра. С увеличением расстояния между частицами их влияние друг на друга ослабевает и начиная с  $r \approx 20$  нм изменение радиуса магнитной частицы практически не сказывается на сечении поглощения в области  $\lambda \sim 400$  нм. Кроме того, варьирование радиуса плазмонной частицы при неизменном радиусе магнитной не влияет на сечение поглощения в области плазмонного резонанса кобальта.

Из сравнения рис. 1 и 3 следует, что спектры поглощения и МКД в случае слоистых частиц более чувствительны к геометрическим параметрам ферромагнитной составляющей, чем в случае кластеров, а именно: изменение размера ферромагнитного ядра слоистой частицы приводит к изменениям высоты максимумов оптического поглощения и их положения, тогда как изменение радиуса ферромагнитной частицы в кластере практически не влияет на положение максимумов сечения поглощения. Аналогичная закономерность имеет место и для спектров МКД.

Зависимости угла ориентации эллипса поляризации  $\varphi_F$  и эллиптичности  $\psi_F$  на единицу длины пути света в среде, концентрация двухчастичных кластеров которой  $n = 1.0 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , от длины волны представлены на рис. 4. Расстояние между частицами в кластере  $r = 17$  нм. На этих зависимостях в области плазмонного резонанса серебра имеется небольшой максимум, который на порядок меньше

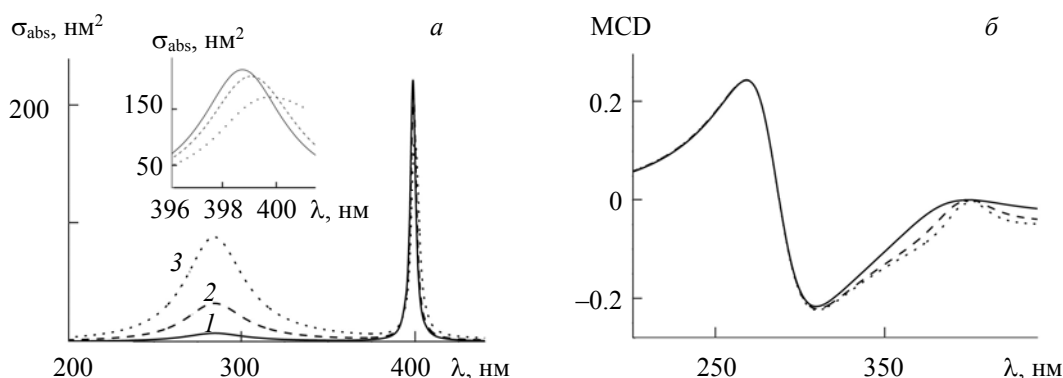


Рис. 3. Поглощение света двухчастичным кластером: *а* — сечение поглощения, *б* — спектры МКД при радиусах кобальтовой частицы  $R_1 = 3$  (1), 5 (2), 7 нм (3); на вставке — спектр поглощения в области 400 нм в увеличенном масштабе

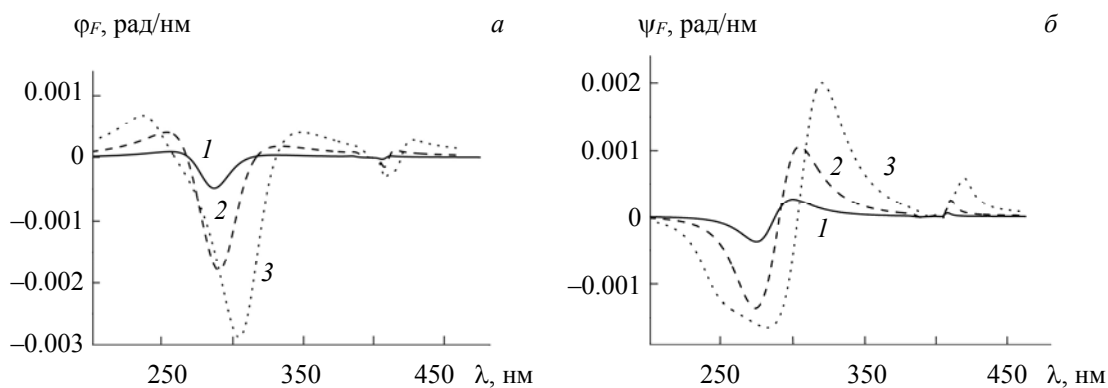


Рис. 4. Эффект Фарадея в среде с двухчастичными кластерами: *а* — угол ориентации эллипса, *б* — угол эллиптичности при радиусах кобальтовой частицы  $R_1 = 3$  (1), 5 (2), 7 нм (3)

максимума в области плазмонного резонанса кобальта. С увеличением радиуса кобальтовой частицы соотношение между высотами этих максимумов практически не изменяется. Расчеты показывают, что для двухчастичных кластеров при выбранных параметрах модели наблюдаются достаточно слабые магнитооптические эффекты в области плазмонного резонанса благородного металла, которые усиливаются при сближении частиц в кластере, однако приближение точечных диполей оказывается недостаточным. Поэтому для корректного описания поляризуемости двухчастичного кластера необходимо учитывать плазмонные колебания в частицах более высокой мультипольности.

**Заключение.** Показано, что наличие плазмонной составляющей у слоистой частицы или двухчастичного кластера приводит к усилению магнитооптического отклика в диапазоне длин волн, соответствующем плазмонному резонансу благородного металла, что согласуется с экспериментальными и теоретическими результатами. Для слоистых частиц этот отклик сравним с откликом в диапазоне плазмонного резонанса ферромагнитной составляющей. Подбирая параметры и состав магнитоплазмонной системы, можно добиться усиления магнитооптических эффектов в нужной спектральной области, что особенно важно с прикладной точки зрения, поскольку на этих эффектах основаны принципы работы современных оптических устройств, управляемых магнитными полями.

- [1] V. V. Kruglyak, M. E. Portnoi, R. J. Hicken. *J. Nanophoton.*, **1** (2007) 013502
- [2] A. Kirilyuk, A. V. Kimel, Th. Rasing. *Rev. Mod. Phys.*, **82** (2010) 2731—2784
- [3] В. И. Белотелов. Плазмонные гетероструктуры и фотонные кристаллы с перестраиваемыми оптическими свойствами, дис. ... д-ра физ.-мат. наук, Москва, МГУ (2012) 12—16
- [4] G. Armelles, A. Cebollada, A. García-Martín, M. U. González. *Adv. Opt. Mater.*, **7** (2013) 10—35
- [5] N. Passarelli, L. A. Perez, E. A. Coronado. *ACS Nano*, **8**, N 10 (2014) 9723—9728
- [6] Y. Demidenko, D. Makarov, O. G. Schmidt, V. Lozovski. *J. Opt. Soc. Am. B*, **28** (2011) 2115—2122
- [7] C. Hermann, V. A. Kosobukin, G. Lampel, J. Peretti, V. I. Safarov, P. Bertrand. *Phys. Rev. B*, **64** (2001) 235422
- [8] E. Ferreiro-Vila, J. B. González-Díaz, R. Fermento, M. U. González, A. García-Martín, J. M. García-Martín, A. Cebollada, G. Armelles. *Phys. Rev. B*, **80** (2009) 125132
- [9] R. K. Dani, H. Wang, S. H. Bossmann, G. Wysin, V. Chikan. *J. Chem. Phys.*, **135** (2011) 224502
- [10] P. Varytis, P. A. Pantazopoulos, N. Stefanou. *Phys. Rev. B*, **93** (2016) 214423
- [11] B. Caballero, A. Garcia-Martín, J. C. Cuevas. *Opt. Express*, **23**, N 17 (2015) 22238—22249
- [12] V. I. Belotelov, I. A. Akimov, M. Pohl, V. A. Kotov, S. Kasture, A. S. Vengurlekar, A. V. Gopal, D. Yakovlev, A. K. Zvezdin, M. Bayer. *Nature Nanotechnol.*, **6** (2011) 370—376
- [13] А. Н. Калиш, В. И. Белотелов. *ФТТ*, **58**, № 8 (2016) 1513—1521
- [14] M. Artemyev, R. Krutokhvostov, D. Melnikau, V. Oleinikov, A. Sukhanova, I. Nabiev. *Proc. SPIE*, **8457** (2012) 845729
- [15] А. Э. Соколов, С. Г. Овчинников, В. Н. Заблуда, А. М. Кальсин, Я. В. Зубавичус. *Письма в ЖЭТФ*, **97** (2013) 104—107
- [16] M. Kataja, S. Pourjamal, S. Dijken. *Opt. Express*, **24**, N 4 (2016) 3562
- [17] P. Varytis, N. Stefanou. *Opt. Commun.*, **360** (2016) 40—45
- [18] E. Umut, F. Pineider, P. Arosio, C. Sangregorio, M. Corti, F. Tabak, A. Lascialfari, P. Ghigna. *J. Magn. Magn. Mater.*, **324** (2012) 2373—2379
- [19] М. Г. Кучеренко, В. М. Налбандян. *Изв. вузов. Физика*, **59**, № 9 (2016) 87—93
- [20] М. Г. Кучеренко, В. М. Налбандян. *Опт. журн.*, **85**, № 9 (2018) 3—11
- [21] М. Г. Кучеренко, Т. М. Чмерева, Э. К. Гадаева. *Журн. прикл. спектр.*, **81**, № 3 (2014) 396—401
- [22] М. Г. Кучеренко, Т. М. Чмерева, Э. К. Гадаева. *J. Appl. Spectr.*, **81** (2014) 416—421
- [23] М. Г. Кучеренко, Т. М. Чмерева. *Сб. науч. тр. VII Междунар. конф. по фотонике и информационной оптике*, 24—26 января 2018 г., Москва, НИЯУ МИФИ (2018) 392—393
- [24] В. В. Климов. *Наноплазмоника*, Москва, Физматлит (2009) 245—250
- [25] M. G. Kucherenko, V. M. Nalbandyan. *Phys. Proc.*, **73** (2015) 136—142
- [26] M. Kataja, S. Pourjamal, S. van Dijken. *Opt. Express*, **24** (2016) 1—10
- [27] F. E. Moolekamp III, K. L. Stokes. *IEEE Trans. Magn.*, **45**, N 10 (2009) 4888—4891
- [28] R. Atkinson, W. R. Hendr. *J. Magn. Soc. Jpn.*, **20**, N S1 (1996) 291—296