

ISSN 2500-316X (Online)

<https://doi.org/10.32362/2500-316X-2020-8-5-68-77>



УДК 537.632.5

Методы эффективной среды как оптимальные методы моделирования физических свойств наноструктур

А.Н. Юрасов^{1,®},
М.М. Яшин^{1,2}

¹МИРЭА – Российский технологический университет, Москва 119454, Россия

²Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва 105005, Россия

®Автор для переписки, e-mail: alexey_yurasov@mail.ru

В работе рассматриваются различные методы эффективной среды в качестве инструмента для исследования как оптических, так и магнитооптических свойств разных наноструктур, в первую очередь магнитных. В явном виде были получены формулы для нахождения диагональных и недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости для всех основных приближений эффективной среды. Данные формулы справедливы как для нанокомпозитов, так и для гранулированных сплавов. Обсуждается возможность прогнозирования различных оптических и магнитооптических свойств подобных структур на примере экваториального эффекта Керра, как перспективного бесконтактного метода исследования наноструктур для ферромагнитного нанокомпозита $(\text{CoFeZr})_x(\text{MgF}_2)_{100-x}$. Обсуждается возможное применение полученных формул. Различные методы эффективной среды открывают перспективы изучать наноструктуры в широкой области значений концентрации металлической (магнитной) компоненты X . В работе отмечается и обсуждается вклад различных механизмов, влияющих на физические свойства подобных структур, особенно в ИК области спектра, где наиболее ярко проявляется квазиклассический размерный эффект. Одним из таких вкладов может служить учёт форм-фактора частиц нанокомпозита и средний размер частиц. В рамках модели Друде-Лоренца анализируется вклад квазиклассического размер-

ного эффекта в диагональные и недиагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости структуры. Решаемая в этой работе задача актуальна, так как в магнитных наноструктурах наблюдаются интересные и важные эффекты, такие как: эффект Керра, аномальное поглощение, гигантское магнетосопротивление, туннельное магнетосопротивление и многие другие. Эти эффекты играют важную роль в устройствах современной электроники, что делает данную работу особенно актуальной.

Ключевые слова: нанокompозиты, гранулированные сплавы, методы эффективной среды, квазиклассическое приближение, экваториальный эффект Керра, тензор диэлектрической проницаемости.

Для цитирования: Юрасов А.Н., Яшин М.М. Методы эффективной среды как оптимальные методы моделирования физических свойств наноструктур. *Российский технологический журнал*. 2020;8(5):68-77. <https://doi.org/10.32362/2500-316X-2020-8-5-68-77>

Methods of effective media as optimal methods for modeling the physical properties of nanostructures

Alexey N. Yurasov^{1,@},
Maxim M. Yashin^{1,2}

¹MIREA – Russian Technological University, Moscow 119454, Russia

²Bauman Moscow State Technical University, Moscow 105005, Russia

@Corresponding author, e-mail: alexey_yurasov@mail.ru

This paper considers various methods of effective media as a tool for studying both optical and magneto-optical properties of various nanostructures, primarily magnetic nanostructures. Formulas for finding diagonal and non-diagonal components of the permittivity tensor for all basic approximations of the effective medium were obtained explicitly. These formulas are valid for both nanocomposites and granular alloys. The possibility of predicting various optical and magneto-optical properties of such structures is discussed using the example of the transverse Kerr effect as a promising non-contact method for studying nanostructures for a ferromagnetic nanocomposite $(\text{CoFeZr})_x(\text{MgF}_2)_{100-x}$. A possible application of the obtained formulas is discussed. Various methods of effective media make it possible to study nanostructures in a wide range of values of the concentration of the metal (magnetic) component X . The paper notes and discusses the contribution of various mechanisms that affect the physical properties of such structures, especially in the IR region of the spectrum, where the quasi-classical dimensional effect is most pronounced. The form factor of nanocomposite particles and the average particle size are such contributions that can be taken into account. The contribution of the quasi-classical dimensional effect to the diagonal and non-diagonal components of the structure's permittivity tensor is analyzed within the framework of the Drude-Lorentz model. The problem being solved in this work is relevant, since interesting and important effects are observed in magnetic nanostructures, such as the Kerr effect, anomalous absorption, giant magnetoresistance, tunnel magnetoresistance, and many others. These effects play an important role in modern electronic devices, which makes this work particularly relevant.

Keywords: nanocomposites, granular alloys, methods of efficient processing, quasi-classical approximation, transverse Kerr effect, tensor of dielectric permittivity.

For citation: Yurasov A.N., Yashin M.M. Methods of effective media as optimal methods for modeling the physical properties of nanostructures. *Rossiiskii tekhnologicheskii zhurnal = Russian Technological Journal*. 2020;8(5):68-77 (in Russ.). <https://doi.org/10.32362/2500-316X-2020-8-5-68-77>

Введение

В настоящее время в электронике и наноэлектронике актуальными являются исследования в области наноразмерных структур [1–3]. Двумя важными примерами таких перспективных структур являются гранулированные сплавы (металлические гранулы помещены в металлическую матрицу) и наноккомпозиты (металлическая компонента помещена в полупроводниковую или диэлектрическую матрицу). Наибольший интерес представляют структуры со слабо магнитной матрицей (диамагнетики или парамагнетики), в которую помещены магнитные (ферромагнетики) гранулы с заданной концентрацией X , так как они могут иметь интересные и важные приложения [4]. Необходимо отметить, что рассматриваемые в этой работе подходы являются общими для любых подобных структур. В наноструктурах наблюдаются различные оптические и магнитооптические эффекты, например, такие как эффект Керра, аномальное поглощение, гигантское магнетосопротивление, туннельное магнетосопротивление и др. Эти эффекты играют важную роль в устройствах современной электроники, что делает данную работу особенно актуальной [5, 6].

Расчётная часть

Для описания оптических, электронных и магнитных свойств наноструктур удобно использовать теорию эффективной среды. Данная теория сводится к тому, что среда с диэлектрической проницаемостью заменяется эффективной средой с диэлектрической проницаемостью ϵ_{eff} , которая характеризует эту среду в целом. Исходя из этого, для получения уравнений эффективной среды воспользуемся уравнением непрерывности из теории электромагнетизма [7, 8]:

$$I = jS = \sigma_i E_{in} S \Rightarrow j = \sigma_i E_{in}. \quad (1)$$

Тогда для сферических частиц справедливо выражение:

$$\begin{aligned} \sigma_i \vec{E}_{in} = \sigma_{eff} \vec{E}_{out} = \sigma_i \left[\vec{E} - \frac{4}{3} \pi \vec{p} \right] &= \sigma_{eff} \left[\vec{E} + \frac{4}{3} \pi (3 [\vec{p}\vec{r}] \vec{r} - \vec{p}) \right], \\ \vec{E} (\sigma_i - \sigma_{eff}) = \sigma_{eff} 4\pi \vec{p} - \sigma_{eff} \frac{4}{3} \pi \vec{p} + \sigma_i \frac{4}{3} \pi \vec{p} &= \frac{4}{3} \pi \vec{p} (\sigma_i + 2\sigma_{eff}), \\ \frac{4}{3} \pi \vec{p} &= \frac{(\sigma_i - \sigma_{eff}) \vec{E}}{\sigma_i + 2\sigma_{eff}}, \end{aligned}$$

где I – сила электрического тока; j – плотность тока, S – площадь поверхности сферы; E_{in} и E_{out} – напряженность электрического поля внутри и вне сферы соответственно; \vec{p} – вектор поляризации; σ_i – удельная проводимость i -ой компоненты и σ_{eff} – эффективная проводимость.

При этом важно отметить, что в приближении среднего поля (эффективной среды) средняя поляризация равна нулю $\langle \vec{p} \rangle = 0$.

Таким образом,

$$\left\langle \frac{\sigma_i - \sigma_{eff}}{\sigma_i + 2\sigma_{eff}} \right\rangle = 0,$$

где $\sigma_{eff} = X\sigma_1 + (1-X)\sigma_0$.

Следовательно,

$$X \frac{\sigma_1 - \sigma_{eff}}{\sigma_1 + 2\sigma_{eff}} + (1-X) \frac{\sigma_0 - \sigma_{eff}}{\sigma_0 + 2\sigma_{eff}} = 0.$$

Отметим, что для диэлектрической проницаемости можно написать аналогичное соотношение:

$$X \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_{eff}}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_{eff}} + (1-X) \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_{eff}}{\varepsilon_0 + 2\varepsilon_{eff}} = 0, \quad (2)$$

где $\varepsilon_{eff} = \varepsilon_\infty - \frac{4\pi i\sigma}{\omega}$.

Полученное выражение справедливо при средних значениях концентраций ($0.3 \leq X \leq 0.7$), данное приближение было названо приближением Бруггемана (ЕМА), при этом $\varepsilon_{eff} \equiv \varepsilon^{EMA}$. Таким образом, данное уравнение можно привести к квадратному:

$$-2(\varepsilon^{EMA})^2 + \varepsilon^{EMA}(\varepsilon_1(3X-1) + \varepsilon_0(2-3X)) - \varepsilon_1\varepsilon_0 = 0,$$

решая которое, получаем:

$$\varepsilon^{EMA} = \frac{-\varepsilon_1(3X-1) + \varepsilon_0(2-3X) \pm \sqrt{(\varepsilon_1(3X-1) + \varepsilon_0(2-3X))^2 - 8\varepsilon_0\varepsilon_1}}{-4}. \quad (3)$$

Рассматривая диэлектрическую проницаемость в виде $\varepsilon = \varepsilon_1' - i\varepsilon_0'$, получаем однозначный выбор корня уравнения (3), с учётом того, что $\varepsilon_2 > 0$ ($\varepsilon_2 = 2nk$), где n – индекс рефракции, k – индекс экстинкции.

Всё вышеизложенное решение справедливо для сферических частиц. Аналогично можно рассмотреть эллипсоидальные частицы. В этом случае формула для эффективной диэлектрической проницаемости в приближении Бруггемана имеет вид:

$$X \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon^{EMA}}{\varepsilon^{EMA} + L_j(\varepsilon_1 - \varepsilon^{EMA})} + (1-X) \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon^{EMA}}{\varepsilon^{EMA} + L_j(\varepsilon_0 - \varepsilon^{EMA})} = 0, \quad (4)$$

где L_j – форм-фактор (мера эллиптичности частиц). По аналогии с предыдущими вычислениями (2)–(3), получаем новое квадратное уравнение:

$$(\varepsilon^{EMA})^2 (L_j - 1) + \varepsilon^{EMA} (X(\varepsilon_1 - \varepsilon_0) - L_j(\varepsilon_1 + \varepsilon_0) + \varepsilon_0) + \varepsilon_1\varepsilon_0 L_j = 0,$$

решением которого является:

$$\varepsilon^{EMA} = \frac{-X(\varepsilon_1 - \varepsilon_0) - L_j(\varepsilon_1 + \varepsilon_0) + \varepsilon_0 \pm \sqrt{(X(\varepsilon_1 - \varepsilon_0) - L_j(\varepsilon_1 + \varepsilon_0) + \varepsilon_0)^2 - 4(L_j - 1)\varepsilon_1\varepsilon_0L_j}}{2(L_j - 1)}. \quad (5)$$

Далее рассмотрим случай, когда $X \rightarrow 0$ (т.е. концентрация мала). При этом выражение (2) будет иметь вид:

$$\frac{\varepsilon_{eff} - \varepsilon_0}{\varepsilon_{eff} + 2\varepsilon_0} - X \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_0} = 0. \quad (6)$$

Полученное выражение названо приближением Максвелла-Гарнетта (МГ), которое справедливо для относительно низкой концентрации металлических частиц в объеме нанокompозита, при этом $\varepsilon_{eff} = \varepsilon^{MG}$. В явном виде:

$$\varepsilon^{MG} = \varepsilon_0 \frac{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_0 + 2X(\varepsilon_1 - \varepsilon_0)}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_0 - X(\varepsilon_1 - \varepsilon_0)}. \quad (7)$$

Тогда для эллипсоидальных частиц (6) принимает вид [24]:

$$\frac{\varepsilon^{MG} - \varepsilon_0}{\varepsilon_0 + (\varepsilon^{MG} - \varepsilon_0)L_j^0} - X \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}{\varepsilon_0 + (\varepsilon_1 - \varepsilon_0)L_j^1} = 0, \quad (8)$$

в явном виде ε^{MG} выражается следующим образом:

$$\varepsilon^{MG} = \varepsilon_0 - X \frac{\varepsilon_0}{X \cdot L_j^0 - L_j^1 - \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}}. \quad (9)$$

Формулы (2) и (8) способны описывать различные свойства наноструктур лишь в определенном диапазоне значений X : (2) – в диапазоне $0.3 < X < 0.7$, а (8) – при $X \leq 0.2$. Важной задачей в исследовании нанокompозитов является изучение перколяционного перехода [9, 10], который наблюдается при такой концентрации X , при которой в нанокompозите происходит переход: «диэлектрик (полупроводник) \rightarrow металл». Для описания оптических и электрических свойств в широком диапазоне концентраций магнитной компоненты используют симметризованное приближение Максвелла-Гарнетта (СМГ), опирающееся на вероятностную модель. При этом в данном приближении возможны два типа эллипсоидальных частиц (рис. 1).

Тогда, полагая вместо объемной концентрации вероятностные характеристики $\varepsilon_{eff} \equiv \varepsilon^{PS}$, получаем:

$$p_1 S_1(0) + p_2 S_2(0) = 0,$$

и для диэлектрической проницаемости:

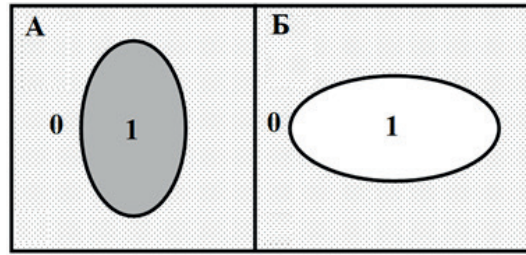


Рис. 1. Виды (А и Б) эллипсоидальных металлических (1) частиц и неметаллических частиц (0) при описании нанокомпозитов в рамках теории эффективной среды.

$$\begin{aligned}
 & P_A \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon^{PS})(\varepsilon_1 + 2\varepsilon_0) + X(2\varepsilon_0 + \varepsilon^{PS})(\varepsilon_1 - \varepsilon_0)}{(\varepsilon_0 + 2\varepsilon^{PS})(\varepsilon_1 + 2\varepsilon_0) + 2X(\varepsilon_0 - \varepsilon^{PS})(\varepsilon_1 - \varepsilon_0)} + \\
 & + P_B \frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon^{PS})(\varepsilon_0 + 2\varepsilon_1) + (1-X)(2\varepsilon_1 + \varepsilon^{PS})(\varepsilon_0 - \varepsilon_1)}{(\varepsilon_1 + 2\varepsilon^{PS})(\varepsilon_0 + 2\varepsilon_1) + 2(1-X)(\varepsilon_1 - \varepsilon^{PS})(\varepsilon_0 - \varepsilon_1)} = 0,
 \end{aligned} \tag{10}$$

где p_A и p_B – вероятности присутствия частиц типа (А) и типа (Б) [11]:

$$p_A = \frac{u_1}{u_1 + u_2}; \quad p_B = \frac{u_2}{u_1 + u_2}; \quad u_1 = (1 - X^{\frac{1}{3}})^3; \quad u_2 = 1 - (1 - X^{\frac{1}{3}})^3.$$

Аналогично с учётом форм-фактора частиц L_j для двух типов частиц имеем:

$$P_A \frac{\varepsilon_A^{MG} - \varepsilon^{PS}}{\varepsilon^{PS} + \frac{1}{2}(1 - L_A)(\varepsilon_A^{MG} - \varepsilon^{PS})} + P_B \frac{\varepsilon_B^{MG} - \varepsilon^{PS}}{\varepsilon^{EMA} + \frac{1}{2}(1 - L_B)(\varepsilon_B^{MG} - \varepsilon^{PS})} = 0, \tag{11}$$

и полученное уравнение преобразуется в квадратное:

$$\varepsilon^{PS} = \frac{-\beta \pm \sqrt{\beta^2 - 4\alpha\theta}}{2\theta}. \tag{12}$$

При этом

$$\begin{aligned}
 \alpha &= -\frac{1}{2}(P_B(1 + L_A) + P_A(1 + L_B)), \\
 \beta &= \frac{1}{2}P_A(\varepsilon_A^{MG}(L_B + 1) + \varepsilon_B^{MG}(L_B - 1)) + \frac{1}{2}P_B(\varepsilon_A^{MG}(L_A + 1) + \varepsilon_B^{MG}(L_A - 1)), \\
 \theta &= \frac{1}{2}\varepsilon_A^{MG}\varepsilon_B^{MG}(P_A(1 - L_B) + P_B(1 - L_A)).
 \end{aligned}$$

В общем случае с учётом анизотропии диэлектрическая проницаемость является тензорной величиной. Тензор диэлектрической проницаемости (ТДП) эффективной среды представляется в виде:

$$\varepsilon_{eff} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx}^{eff} & i\gamma_{eff} & 0 \\ -i\gamma_{eff} & \varepsilon_{xx}^{eff} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{xx}^{eff} \end{pmatrix}.$$

Выше мы определили диагональные компоненты ТДП, которые отвечают за оптические и электрические свойства среды. Аналогично предыдущим вычислениям, недиагональные компоненты γ ТДП, которые отвечают за магнитооптические свойства, определяются как:

$$\gamma^{EMA} = \gamma \cdot X \frac{[\varepsilon^{EMA} + L_j(\varepsilon_0 - \varepsilon^{EMA})]^2}{X([\varepsilon^{EMA} + L_j(\varepsilon_0 - \varepsilon^{EMA})]^2 - [\varepsilon^{EMA} + L_j(\varepsilon_1 - \varepsilon^{EMA})]^2) + [\varepsilon^{EMA} + L_j(\varepsilon_1 - \varepsilon^{EMA})]^2}, \quad (13)$$

$$\gamma^{MG} = \frac{\gamma X}{[\varepsilon_0 + (\varepsilon_1 - \varepsilon_0)(L^1 - XL^0)]^2}, \quad (14)$$

$$\gamma^{PS} = \frac{\gamma_A^{MG} P_A \cdot \left[\varepsilon^{PS} + \frac{1}{2}(1 - L_B)(\varepsilon_B^{MG} - \varepsilon^{PS}) \right]^2 - \gamma_B^{MG} P_B \cdot \left[\varepsilon^{PS} + \frac{1}{2}(1 - L_A)(\varepsilon_A^{MG} - \varepsilon^{PS}) \right]^2}{P_A \cdot \left[\varepsilon^{PS} + \frac{1}{2}(1 - L_B)(\varepsilon_B^{MG} - \varepsilon^{PS}) \right]^2 - P_B \cdot \left[\varepsilon^{PS} + \frac{1}{2}(1 - L_A)(\varepsilon_A^{MG} - \varepsilon^{PS}) \right]^2}. \quad (15)$$

Таким образом, в рамках различных методов эффективной среды были рассмотрены и получены в явном виде выражения для компонент тензора диэлектрической проницаемости, отвечающие за оптические и магнитооптические свойства наноструктур в приближениях МГ, Бруггемана и СМГ. Стоит отметить, что все вышеперечисленные методы эффективной среды хорошо работают для широкого класса наноструктур – это и нанокомпозиты, и гранулированные сплавы. Часто важно учитывать размеры частиц. Это удобно сделать в рамках модели Друде-Лоренца. Тогда вклад квазиклассического размерного эффекта в диагональные и недиагональные компоненты ТДП определяется как [12, 13]:

$$\varepsilon_{\text{mod}} = \varepsilon_{\text{eff}} + \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i/\tau_{\text{bulk}})} - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i/\tau_{\text{part}})}, \quad (16)$$

$$\gamma_{\text{mod}} = \gamma_{\text{eff}} + \frac{4\pi\sigma_{xy}^{\text{bulk}} / \tau_{\text{bulk}}^2}{\omega(\omega + i/\tau_{\text{bulk}})^2} - \frac{4\pi\sigma_{xy}^{\text{gr}} / \tau_{\text{part}}^2}{\omega(\omega + i/\tau_{\text{part}})^2}. \quad (17)$$

Таким образом, с использованием полученных формул (5)–(17) возможно описывать различные свойства нанокомпозитных структур в широкой области значений концентрации металлической компоненты X с учётом размера частиц.

Проиллюстрируем результат для экваториального эффекта Керра (ЭЭК). В качестве исследуемого нанокомпозита был выбран $(\text{CoFeZr})_x(\text{MgF}_2)_{100-x}$. Для различных методов эффективной среды с использованием полученных ранее выражений для данного нанокомпозита были построены модельные спектральные зависимости ЭЭК (рис. 2) по следующим формулам:

$$\rho(\omega) = (C\gamma_1 + D\gamma_2) \frac{2 \sin 2\varphi}{C^2 + D^2}, \quad (18)$$

где $C = \varepsilon_2(2\varepsilon_1 \cos^2 \varphi - 1)$, $D = \cos^2 \varphi(\varepsilon_2^2 - \varepsilon_1^2 + 1) + \varepsilon_1 - 1$; φ – угол падения света, $\varepsilon = \varepsilon_1 - i\varepsilon_2$, $\gamma = \gamma_1 - i\gamma_2$ – диагональные и недиагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости, соответственно.

Расчёты проводились с учётом размерного эффекта по формулам (5)–(18). Величина объёмной концентрации была взята выше ($X = 0.47$) и ниже ($X = 0.2$) порога перколяции, который составляет $X = 0.4$. Были получены спектральные зависимости ЭЭК с использованием всех рассмотренных нами приближений (рис. 2). При этом полагалось $L_i = 0.33$, а средний размер частиц в каждом случае составлял 2 нм, что соответствует литературным данным [10]. Стоит отметить, что лучшее согласие достигается с [10] с помощью приближения СМГ, как при $X = 0.47$, так и при $X = 0.2$. Данное наблюдение и качественное сравнение модельных кривых с экспериментальными данными планируется обсудить в наших следующих работах. Полученные результаты открывают возможность прогнозировать различные оптические и магнитооптические свойства в разных наноструктурах.

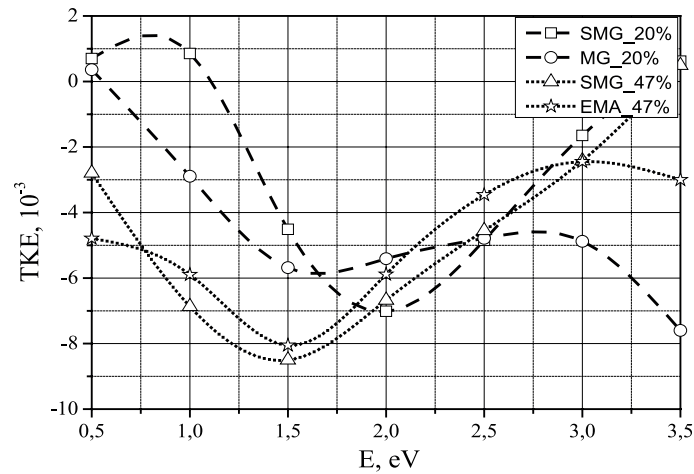


Рис. 2. Модельные спектральные зависимости экваториального эффекта Керра для наноконкомпозитов $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{MgF}_2)_{100-x}$ при различной концентрации X : выше (пунктирные линии – точки) и ниже (штриховые линии) порога перколяции (при $X = 0.47$ – звездочки (приближение ЕМА), треугольники (приближение СМГ); при $X = 0.2$ – кружки (приближение МГ) и квадратики (приближение СМГ).

Заключение

В данной работе в явном виде были получены формулы для нахождения диагональных и недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости в рамках различных приближений эффективной среды. Данные формулы справедливы как для наноконкомпозитных структур, так и для гранулированных сплавов. При этом открывается возможность прогнозирования различных оптических и магнитооптических свойств подобных структур в зависимости от концентрации компонент и размеров частиц наноконкомпозита. Полученные формулы могут применяться в широкой области значений концентрации магнитной компоненты X , что важно для поиска перспективных материалов в современной электронике. Планируется сравнить экспериментальные данные с полученными модельными расчётами экваториального эффекта Керра, представленными на рис. 2, что является, несомненно, важным для изучения материалов с заданными свойствами. Таким

образом, полученные в работе результаты представляют как фундаментальный, так и практический интерес в широкой области применения [14, 15].

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта «Университетский» по теме «Гетероструктура».

Литература: / References:

1. Yashin M.M., Yurasov A.N., Ganshina E.A., Garshin V. V. Simulation of the spectra of the transverse Kerr effect of magnetic nanocomposites $\text{CoFeZr-Al}_2\text{O}_3$. Herald of the Bauman Moscow State Technical University. *Series Natural Sciences*. 2019;(5):63-72. <https://doi.org/10.18698/1812-3368-2019-5-63-72>
2. Hrabovský D., Caicedo J.M., Herranz G., Infante I.C., Sánchez F., Fontcuberta J. Jahn-Teller contribution to the magneto-optical effect in thin-film ferromagnetic manganites. *Phys. Rev. B*. 2009;79(5):052401-1–052401-4. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.79.052401>
3. Vyzulin S.A., Gorobinskii A.V., Kalinin Y.E., Sitnikov A.V., Lebedeva E.V., Syr'ev N.E., Tro-fimenko I.T., Chekrygina Y.I., Shipkova I.G. Ferromagnetic resonance, magnetic properties, and resistivity of $(\text{CoFeZr})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}/\text{Si}$ multilayer nanostructures. *Bull. Russ. Acad. Sci.: Physics*. 2010;74(10):1380-1382. <https://doi.org/10.3103/S1062873810100151>
4. Yurasov A. N., Yashin M. M. The effective medium as a tool for analyzing the optical properties of nanocomposites. *Rossiiskii tekhnologicheskii zhurnal = Russian Technological Journal*. 2018; 6(2):56-66 (in Russ.). <https://doi.org/10.32362/2500-316X-2018-6-2-56-66>
[Юрасов А.Н., Яшин М.М. Теория эффективной среды как инструмент анализа оптических свойств нанокompозитов. *Российский технологический журнал*. 2018;6(2):56-66. <https://doi.org/10.32362/2500-316X-2018-6-2-56-66>]
5. Gan'shina E., Garshin V., Perova N., Zykov G., Aleshnikov A., Kalinin Yu., Sitnikov A. Magneto-optical properties of nanocomposites ferromagnetic-carbon. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2019;(470):135-138. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2017.11.038>
6. Gusev A.I. *Nanomaterialy, nanostruktury, nanotekhnologii* (Nanomaterials, Nanostructures, Nanotechnologies). Moscow: Fizmatlit; 2009. 416 p. (in Russ.). ISBN 978-5-9221-0582-8
[Гусев А.И. Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии. М.: Физматлит, 2009. 416 с. ISBN 978-5-9221-0582-8]
7. Sushko M.Y., Kriskiv S.K. Compact group method in the theory of permittivity of heterogeneous systems. Technical Physics. *The Russian Journal of Applied Physics*. 2009;54(3): 423-427. <https://doi.org/10.1134/S1063784209030165>
8. Landau L., Lifshits E. *Kurs teoreticheskoi fiziki*. (Course of theoretical physics). V. 8. Elektrodinamika sploshnykh sred (Electrodynamics of continuous media). Moscow: Phymathlit; 2016. 661 p. (in Russ.)
[Ландау Л., Лифшиц Е. Курс теоретической физики. Электродинамика сплошных сред. М.: Физматлит, 2016. Т. 8. 656 с.]
9. Khanikaev A., Granovsky A., Clerk J. P. Influence of the size distribution of granules and of their attractive interaction on the percolation threshold in granular alloys. *Physics of the Solid State*. 2002; 44(9): 1611-16123. <https://doi.org/10.1134/1.1507232>
10. Fadeev E., Blinov M., Garshin V., Tarasov, O., Ganshina E., Prudnikova M., Prudnikov V., Lahderanta E., Rylko, V., Granovsky A. Magnetic Properties of $(\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{100-x}$ nanocomposites near the percolation threshold. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys*. 2019; (83)7: 835-837. <https://doi.org/10.3103/S1062873819070153>
11. Yashin M.M., H.B. Mirzokulov Symmetrized Maxwell–Garnett approximation as an effective method for studying nanocomposites. *Rossiiskii tekhnologicheskii zhurnal = Russian Technological Journal*. 2019;(7)4:92-100 (in Russ.). <https://doi.org/10.32362/2500-316X-2019-7-4-92-100>
[Яшин М.М., Мирзокулов Х.Б. Симметризованное приближение Максвелла–Гарнетта как эффективный метод исследования нанокompозитов. *Российский технологический журнал*. 2019;7(4):92-100. <https://doi.org/10.32362/2500-316X-2019-7-4-92-100>]
12. Aleshnikov A. A., Kalinin Yu. E., Sitnikov A.V., Fedosov A. G. Magnetic properties of multi-layer structures based on nanocomposites $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$. *Perspektivnye Materialy*. 2012;(5):68-75 (in Russ.)
[Алешников А.А., Калинин Ю.Е., Ситников А.В., Федосов А.Г. Магнитные свойства многослойных структур на основе нанокompозитов $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$. *Перспективные материалы*. 2012;5:68-75.]

13. Buravtsova V., Gan'shina E., Lebedeva E., Syr'ev N., Trofimenko I., Vyzulin S., Shipkova I., Phonghirun S., Kalinin Yu., Sitnikov A. The features of TKE and FMR in nanocomposites-semiconductor multilayers. *Solid State Phenomena*. 2011;168-169:533–536.

<https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/SSP.168-169.533>

14. Hosseinifar A., Shariaty-Niassar M., Ebrahimi S., Moshref-Javadi M. Synthesis, characterization, and application of partially blocked amine-functionalized magnetic nanoparticles. *Langmuir*. 2017;33(51):14728-14737.

<https://doi.org/10.1021/acs.langmuir.7b02093>

15. Domashevskaya E. P., Ivkov S. A., Sitnikov A.V., Stognei O. V., Kozakov A. T., Nikol'skii A.V. Influence of the relative content of a metal component in a dielectric matrix on the formation and dimensions of cobalt nanocrystals in $\text{Co}_x(\text{MgF}_2)_{100-x}$ film composites. *Phys. Solid State*. 2019;61(2):71-29.

<https://doi.org/10.1134/S1063783419020112>

Об авторах:

Юрасов Алексей Николаевич, доктор физико-математических наук, доцент, профессор, заместитель заведующего кафедрой нанoeлектроники, заместитель директора Физико-технологического института ФГБОУ ВО «МИРЭА – Российский технологический университет» (119454, Россия, Москва, пр-т Вернадского, д. 78). Scopus Author ID: 6602974416

Яшин Максим Михайлович, старший преподаватель кафедры нанoeлектроники Физико-технологического института ФГБОУ ВО «МИРЭА – Российский технологический университет» (119454, Россия, Москва, пр-т Вернадского, д. 78), ассистент кафедры «Физика» МГТУ им Н.Э. Баумана (105005, Россия, Москва, ул. 2-я Бауманская, д. 5). Scopus Author ID: 57191628251.

About the authors:

Alexey N. Yurasov, Dr. Sci. (Physics and Mathematics), Assistant Professor, Deputy Head of the Department of Nanoelectronics, Deputy Director of the Physico-Technological Institute, MIREA – Russian Technological University (78, Vernadskogo pr., Moscow 119454, Russia). Scopus Author ID: 6602974416

Maxim M. Yashin, Senior teacher Department of Nanoelectronics, MIREA – Russian Technological University (78, Vernadskogo pr., Moscow 119454, Russia); Assistant Lecturer, Department of Physics, Bauman Moscow State Technical University (5, str. 1, 2-ya Baumanskaya ul., Moscow 105005, Russia). Scopus Author ID: 57191628251.

Поступила: 02.02.2020; получена после доработки: 26.05.2020; принята к опубликованию: 25.06.2020.