

УДК 537.632.5

## ОСОБЕННОСТИ МОДЕЛИРОВАНИЯ ЭКВАТОРИАЛЬНОГО ЭФФЕКТА КЕРРА В НАНОКОМПОЗИТАХ $(\text{CoFeZr})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{(1-x)}$

© 2019 г. А. Н. Юрасов<sup>1</sup>, \*, М. М. Яшин<sup>1</sup>, Х. Б. Мирзокулов<sup>2</sup>,  
Е. А. Ганьшина<sup>3</sup>, Д. В. Семенова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“МИРЭА – Российский технологический университет”, Москва, Россия

<sup>2</sup>Самаркандский филиал Ташкентского университета информационных технологий  
имени Мухаммада ал-Хоразми, Самарканд, Узбекистан

<sup>3</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, Москва, Россия

\*E-mail: alexey\_yurasov@mail.ru

Поступила в редакцию 07.09.2018 г.

После доработки 31.01.2019 г.

Принята к публикации 27.03.2019 г.

Исследованы спектральные зависимости экваториального эффекта Керра (ЭЭК) в магнитных нанокompозитах  $(\text{CoFeZr})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{(1-x)}$ . Смоделированы спектральные зависимости экваториального эффекта Керра неотожженного нанокompозита в рамках метода эффективной среды симметризованного приближения Максвелла–Гарнетта (СМГ). Проведено сопоставление теоретических и экспериментальных данных. Проведены расчеты ЭЭК, учитывающие размеры частиц исследуемого нанокompозита (квазиклассический размерный эффект). Наблюдается хорошее количественное согласие экспериментальных и теоретических спектральных зависимостей ЭЭК.

DOI: 10.1134/S0367676519070433

В настоящее время весьма актуальны исследования оптических и магнитооптических свойств нанокompозитов [1–5]. Нанокompозит – это твердый материал, в котором хотя бы один из компонентов в одном, двух или трех измерениях имеет размеры, не превышающие 100 нанометров. Еще одним определением нанокompозита может быть структура, которая состоит из множества повторяющихся неупорядоченных компонентов-слоев (фаз), расстояние между которыми измеряется в десятках нанометров.

В подобных структурах возможно существенное усиление таких эффектов как: туннельное магнито-сопротивление, экваториальный эффект Керра (ЭЭК), магнитооптической активности, аномального оптического поглощения, аномального эффекта Холла и др. Данные эффекты представляют как фундаментальный, так и практический интерес в широкой области применения.

Таким образом, данная работа является актуальной и связана с перспективной областью исследования.

В данной статье решается актуальная задача: проводится моделирование магнитооптических спектров нанокompозитов в видимом и ближнем

ИК диапазоне спектра. Результаты сравниваются с экспериментальными.

Теория эффективной среды аналогична теории молекулярного поля Вейсса. В данной теории металлическая частица, и матрица заменяются эффективной средой с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon^{eff}$ , которая характеризует среду в целом. Общим условием применения этих методов является малость частиц по сравнению с длиной волны падающего на образец света. Приближение Максвелл–Гарнетта (МГ) применимо лишь при малой концентрации одной из компонент сплава [6], приближение Бругемана (ЕМА) описывает неоднородные сплавы в достаточно широком диапазоне концентраций, если две компоненты сплава топологически эквивалентны, т.е. если форма компонент сплава близка [6]. Симметризованное приближение Максвелл–Гарнетта (СМГ) наиболее адекватно для гранулированных сплавов металл–диэлектрик. При этом СМГ является обобщением МГ на область произвольных концентраций и корректно описывает перколяционный переход [7, 8]. Формулы метода эффективной среды могут быть получены самыми

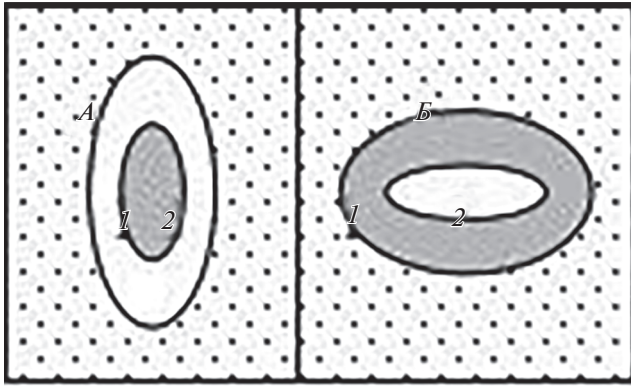


Рис. 1. Вероятностная модель.

разнообразными способами (матрица рассеяния, согласованная процедура и др.).

В нашей работе использовался СМГ, который является следствием из приближения МГ. Следовательно, рассчитываем компоненты тензора диэлектрической проницаемости (ТДП) для обеих частиц (*A* – магнитная составляющая нанокompозита, *B* – оксид алюминия) в рамках приближения МГ:

$$\frac{\epsilon_A^{MG} - \epsilon_0}{\left[\epsilon_0 + (\epsilon_A^{MG} - \epsilon_0)L_A^0\right]^2} - X \frac{\epsilon_1 - \epsilon_0}{\left[\epsilon_0 + (\epsilon_1 - \epsilon_0)L_A^1\right]^2} = 0, \tag{1}$$

где *L* – форм-фактор,  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_0$  – диагональные компоненты ТДП магнитной и немагнитной составляющей сплава;  $\epsilon_A^{MG}$  – недиагональная компонента ТДП магнитной составляющей.

$$\frac{\gamma_A^{MG}}{\left[\epsilon_0 + (\epsilon_A^{MG} - \epsilon_0)L_A^0\right]^2} - X \frac{\gamma}{\left[\epsilon_0 + (\epsilon_1 - \epsilon_0)L_A^1\right]^2} = 0, \tag{2}$$

$$\frac{\epsilon_B^{MG} - \epsilon_1}{\epsilon_1 + (\epsilon_B^{MG} - \epsilon_1)L_A^1} - X \frac{\epsilon_0 - \epsilon_1}{\epsilon_1 + (\epsilon_0 - \epsilon_1)L_A^0} = 0, \tag{3}$$

$$\frac{\gamma - \gamma_B^{MG}}{\left[\epsilon_1 + (\epsilon_B^{MG} - \epsilon_1)L_A^1\right]^2} - (1 - X) \times \frac{\gamma}{\left[\epsilon_1 + (\epsilon_0 - \epsilon_1)L_A^0\right]^2} = 0. \tag{4}$$

Полученные значения подставляем в формулы теории ЕМА

$$X \frac{\epsilon_1 - \epsilon^{EMA}}{\epsilon^{EMA} + (\epsilon_1 - \epsilon^{EMA})L} + (1 - X) \times \frac{\epsilon_0 - \epsilon^{EMA}}{\epsilon^{EMA} + (\epsilon_0 - \epsilon^{EMA})L} = 0, \tag{5}$$

$$X \frac{\gamma^{EMA} - \gamma}{\left[\epsilon^{EMA} + (\epsilon_1 - \epsilon^{EMA})L\right]^2} + (1 - X) \times \frac{\gamma^{EMA}}{\left[\epsilon^{EMA} + (\epsilon_0 - \epsilon^{EMA})L\right]^2} = 0, \tag{6}$$

$$P_A \frac{\epsilon_A^{MG} - \epsilon^{EMA}}{\epsilon^{EMA} + \frac{1}{2}(1 - L_A)(\epsilon_A^{MG} - \epsilon^{EMA})} + P_B \times \frac{\epsilon_B^{MG} - \epsilon^{EMA}}{\epsilon^{EMA} + \frac{1}{2}(1 - L_B)(\epsilon_B^{MG} - \epsilon^{EMA})} = 0, \tag{7}$$

$$P_A \frac{\gamma^{EMA} - \gamma_A^{MG}}{\left[\epsilon^{EMA} + \frac{1}{2}(1 - L_A)(\epsilon_A^{MG} - \epsilon^{EMA})\right]^2} + P_B \frac{\gamma_B^{MG} - \gamma^{EMA}}{\left[\epsilon^{EMA} + \frac{1}{2}(1 - L_B)(\epsilon_B^{MG} - \epsilon^{EMA})\right]^2} = 0, \tag{8}$$

где *P* – вероятности присутствия частиц типа (*A*) и типа (*B*) связаны с объемной концентрацией *X* первой компоненты следующим образом (рис. 1):

$$p_A = \frac{u_1}{u_1 + u_2}, \quad p_B = \frac{u_2}{u_1 + u_2}, \tag{9}$$

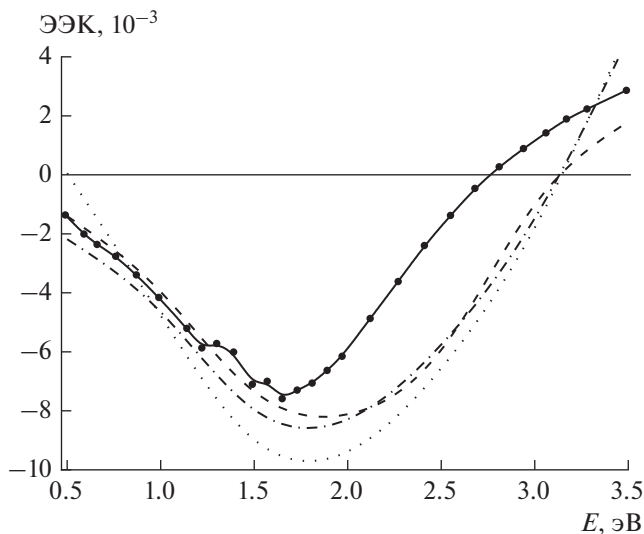
где  $u_1 = (1 - X^{1/3})^3$ ,  $u_2 = (1 - (1 - X)^{1/3})^3$ .

Выражения (7) и (8) и есть выражения СМГ для ТДП гранулированной среды,  $L_{A,B}^{0,1}$  – форм-факторы соответствующих эллипсоидальных частиц. Эти обобщенные формулы были окончательно получены в [8, 9].

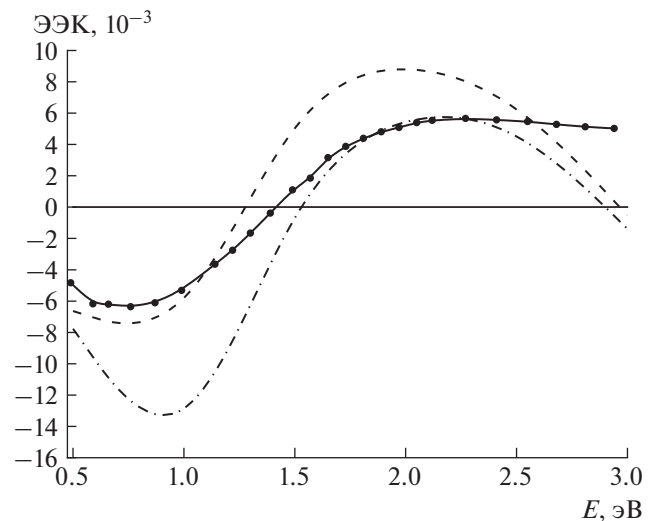
Достоинство СМГ заключается в возможности рассчитывать спектры в широком диапазоне объемных концентраций *X*.

Расчеты проводились для отожженного нанокompозита состава  $(\text{CoFeZr})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{(1-x)}$ .

При описании оптических спектров ферромагнитных нанокompозитов (размер гранул 2–4 нм) особенно в ИК-области спектра необходимо учитывать рассеяние на поверхностях гранул, приводящее к квазиклассическому размерному эффекту [1]. Тогда, принимая во внимание, что частотная зависимость внутризонной проводимости



**Рис. 2.** Спектральные зависимости ЭЭК неотожженного нанокompозита  $(\text{CoFeZr})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{(1-x)}$ : модельные спектры – пунктирная линия ( $x = 13\%$ ,  $L_A = 0.42$ ,  $L_B = 0.8$ ,  $r_0 = 1.5$  нм,  $R_s/R_{\text{bulk}} = 2 \cdot 10^5$ ); штрих-пунктир ( $x = 13\%$ ,  $L_A = 0.38$ ,  $L_B = 0.8$ ,  $r_0 = 1.5$  нм,  $R_s/R_{\text{bulk}} = 2 \cdot 10^5$ ); – точки ( $x = 13\%$ ,  $L_A = 0.42$ ,  $L_B = 0.8$ ,  $r_0 = 1.5$  нм,  $R_s/R_{\text{bulk}} = 2.3 \cdot 10^5$ ); эксперимент – квадраты (13%).



**Рис. 3.** Спектральные зависимости ЭЭК отожженно-го нанокompозита  $(\text{CoFeZr})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{(1-x)}$ : модельные спектры – пунктирная линия ( $x = 72\%$ ,  $L_A = 0.795$ ,  $L_B = 0.575$ ,  $r_0 = 1.7$  нм,  $R_s/R_{\text{bulk}} = 9 \cdot 10^3$ ); штрих-пунктир ( $x = 72\%$ ,  $L_A = 0.795$ ,  $L_B = 0.578$ ,  $r_0 = 1.6$  нм,  $R_{\text{bulk}} = 9 \cdot 10^3$ ); эксперимент – сплошная линия (72%).

описывается законом Друде–Лоренца, можно аналогично работе [6] записать:

$$\epsilon_{\text{CoFeZr}, \text{mod}} = \epsilon_{\text{CoFeZr}} + \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i/\tau_{\text{bulk}})} - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i/\tau_{\text{part}})}, \quad (10)$$

где  $\omega$  – частота света,  $\omega_p$  – плазменная частота [1], а последние два члена описывают отличие  $\epsilon_{\text{CoFeZr}, \text{mod}}$  для гранул магнитной компоненты  $\text{CoFeZr}$  от соответствующего объемного значения для  $\text{CoFeZr}$   $\epsilon_{\text{CoFeZr}}$ .

$$\gamma_{\text{mod}} = \gamma_0 + \frac{4\pi\sigma_{xy}^{\text{bulk}(0)}/\tau_{\text{bulk}}^2}{\omega(\omega + i/\tau_{\text{bulk}})} - \frac{4\pi\sigma_{xy}^{\text{gr}(0)}/\tau_{\text{part}}^2}{\omega(\omega + i/\tau_{\text{part}})}, \quad (11)$$

где  $\sigma_{xy}^{\text{bulk}(0)} = 4\pi M_s R_{\text{bulk}} / \rho_{\text{bulk}}^2$ ,  $\sigma_{xy}^{\text{gr}(0)} = 4\pi M_s R_{\text{gr}} / \rho_{\text{gr}}^2$ ;  $M_s$  – намагниченность насыщения;  $R_{\text{gr}}$  – коэффициент аномального эффекта Холла (АЭХ),  $\tau_{\text{bulk}}$  – время свободного пробега в массивном образце,  $\tau_{\text{part}}$  – время свободного пробега в грануле,  $\rho_{\text{bulk}}$  – удельное сопротивление массивного образца,  $\rho_{\text{gr}}$  – удельное сопротивление гранулы. Размерный эффект оказывает влияние как на коэффициент аномального эффекта Холла, так и на удельное сопротивление. Последнее дается выражением

$$\rho_{\text{gr}} = \rho_{\text{bulk}} (1 + 1/r_0) \quad (12)$$

и влияние РЭ на коэффициент АЭХ гранул можно записать в виде:

$$R_{\text{gr}} = R_{\text{bulk}} + 0.2R_s \frac{l}{r_0} \left(1 + \frac{l}{r_0}\right), \quad (13)$$

где  $R_s$  – значение коэффициента АЭХ материала поверхности гранул [3].

Важно подчеркнуть, что намагниченность гранул может отличаться от намагниченности объемного сплава за счет поверхностных эффектов [10].

На рис. 2 представлены модельные спектры ЭЭК при малых концентрациях магнитной компоненты – ниже порога перколяции. Видно, что учет полного размерного эффекта позволяет хорошо описать экспериментальные данные. Данные результаты хорошо согласуются с работами [10–12].

Важно отметить, что теоретический порог перколяции для идеальных трехмерных структур проявляется при концентрации  $X_c = 0.33$ , а в двумерных случаях – при  $X_c = 0.67$ . В рассматриваемом нанокompозите электрические измерения показали, что порог перколяции – при  $X = 0.43$ .

На рис. 3 представлены модельные спектры ЭЭК при больших концентрациях магнитной компоненты – выше порога перколяции. При больших концентрациях магнитной компоненты в нанокompозите размеры кластеров увеличиваются, что объясняет увеличение значения  $r_0$ . Видно, что учет полного размерного эффекта позволяет хорошо описать экспериментальные данные.

В ходе выполнения данной работы были про- моделированы спектры ЭЭК в рамках приближе- ния СМГ с учетом размерного эффекта для ото- жженного нанокompозита  $(\text{CoFeZr})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{(1-x)}$  выше и ниже порога перколяции.

Рассчитанные спектры хорошо согласуются с экспериментальными результатами при учете размерного эффекта. В модельных расчетах ва- рьировались значения форм-фактора ( $L$ ), разме- ра частиц ( $r_0$ ) и коэффициента  $R_s/R_{bulk}$ . Если зна- чения форм-фактора и размера частиц можно определить с помощью экспериментальных ме- тодов, то коэффициент  $R_s/R_{bulk}$  является неизме- ряемой величиной. В данной работе проведены оценки данного параметра с помощью моделиро- вания, что также является важным научным ре- зультатом.

Важно отметить, что ЭЭК, как магнитоопти- ческий метод исследования, позволяет, не разру- шая структуру нанокompозитов, изучать их свой- ства в широком диапазоне спектра [13–19]. Таким образом, ЭЭК можно широко применять для контроля любых элементов электроники.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Foster L.* Nanotechnology. Science, innovation and opportunities. New Jersey: Prentice Hall, 2005. 336 p.
2. *Алфимова М.М.* Занимательные нанотехнологии. М.: Лаборатория знаний, 2015. 96 с.
3. *Гусев А.И.* Наноматериалы, наноструктуры, нано- технологии. М.: Физматлит, 2009. 416 с.
4. *Вызулин С.А., Горобинский А.В., Калинин Е.Ю. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. № 10. С. 1441; *Yu- zulin S.A., Gorobinsky A.V., Kalinin E.Yu. et al.* // Bull. RAS: Phys. 2010. V. 74. № 10. P. 1380.
5. *Ганьшина Е.А., Вашук М.В., Виноградов А.Н. и др.* // ЖЭТФ. 2004. Т. 125. № 5. С. 1172; *Ganshina E.A., Vashuk M.V., Vinogradov A.N. et al.* // JETP. 2004. V. 98. № 5. P. 1027.
6. *Niklasson G.A., Granqvist C.G.* // J. Appl. Phys. 1984. V. 55. P. 3382.
7. *Ganshina E., Kumaritova R., Bogoroditsky A. et al.* // J. Magn. Magn. Mater. 1999. V. 203. P. 241.
8. *Granovsky A., Kuzmichev M., Clerc J.P.* // J. Magn. Soc. Jap. 1999. V. 23. P. 382.
9. *Sheng P.* // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 45. P. 60.
10. *Грановский А.Б., Кузьмичев М.В., Юрасов А.Н.* // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3: Физика. Астр. 2000. № 6. С. 67.
11. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1982. 621 с.
12. *Юрасов А.Н.* // Росс. технол. журн. 2016. Т. 4. № 1(10). С. 25.
13. *Чаплыгин Ю.А.* Нанотехнологии в электронике. М.: Техносфера, 2016. 450 с.
14. *Черненко Г.Т.* Нанотехнологии. Настоящее и буду- щее. Школьный путеводитель. СПб.: Балт. книж. комп., 2018. 80 с.
15. *Buravtsova V., Gan'shina E., Lebedeva E. et al.* // Solid St. Phenom. 2011. V. 168–169. P. 533.
16. *Gan'shina E., Garshin V., Perov N. et al.* // J. Magn. Magn. Mater. 2019. V. 470. P. 135.
17. *Sarkar T., Muscas G., Barucca G.* // Nanoscale. 2018. V. 10. № 48. Art. № 22990.
18. *Rashid Z., Soleimani M., Ghahremanzadeh R.* // Appl. Surf. Sci. 2017. V. 426. P. 1023.
19. *Hosseinfar A., Shariaty-Niassar M., Ebrahimi S. et al.* // Langmuir. 2017. V. 33. № 51. Art. № 14728.