

УДК 535.42:535.343

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОМПЛЕКСНОГО ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ НАНОРАЗМЕРНОГО МАГНЕТИТА ПО ДАННЫМ ОПТИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ МАГНИТНЫХ КОЛЛОИДОВ

© 2022 г. К. В. Ерин*

Северо-Кавказский федеральный университет, ул. Пушкина, 1, Ставрополь, 355017 Россия

*e-mail: exiton@inbox.ru

Поступила в редакцию 27.11.2021 г.

После доработки 29.01.2022 г.

Принята к публикации 31.01.2022 г.

Исследованы спектральные зависимости эффектов двойного лучепреломления и дихроизма в магнитных коллоидах с наночастицами магнетита. Показано, что известные из литературы спектры показателя преломления массивного магнетита мало пригодны для количественной и качественной интерпретации оптических эффектов в магнитных жидкостях. На основе данных магнитооптических эффектов в магнитных коллоидах определены спектры действительной и мнимой частей показателя преломления наноразмерного магнетита в диапазоне длин волн 400–1050 нм.

Ключевые слова: наночастицы магнетита, магнитооптические эффекты, комплексный показатель преломления

DOI: 10.31857/S0002337X22040042

ВВЕДЕНИЕ

Магнитные жидкости представляют собой устойчивые коллоидные системы, содержащие наночастицы ферромагнитных оксидов, диспергированные в жидкостях-носителях, таких как вода, глицерин, углеводороды, различные масла и др. Для предотвращения коагуляции магнитных частиц под действием ван-дер-ваальсовых и магнитных диполь-дипольных взаимодействий их покрывают поверхностно-активным веществом. Такие системы впервые были синтезированы в 1960-х годах с целью применения в устройствах подачи топлива в ракетных двигателях, и с тех пор спектр практических применений магнитных жидкостей существенно расширился [1]. В магнитных жидкостях наблюдается значительное число разнообразных эффектов, связанных с особенностями взаимодействия магнитных наночастиц с электрическим, магнитным или гидродинамическим полями и возникновением сложных упорядоченных структур [2]. При взаимодействии света с магнитными коллоидами возникают такие эффекты, как двойное лучепреломление [3, 4], дихроизм [5], вращение Фарадея [6], изменение интенсивности рассеянного и отраженного света [7]. Упорядоченные структуры из магнитных наночастиц, возникающие в коллоиде под действием внешнего поля, приводят к появлению магнито-

хроматического эффекта (изменению цвета коллоида под действием поля) [8, 9], а также дифракционных картин различного вида [10]. В последнее время предложены новые применения магнитных коллоидов в оптических устройствах [11]: оптических переключателях и перестраиваемых фильтрах [12], сенсорах для определения метанола и ионов металлов в жидкостях [13, 14], датчиках магнитного поля [15], управляемых дифракционных решетках [16, 17], биосенсорах для исследования клеточной токсичности и систем лечения онкологических заболеваний методом гипертермии [18, 19].

Для прогнозирования работоспособности оптических устройств на базе магнитных жидкостей необходима информация об оптических константах наночастиц. Хотя оптические характеристики магнитных жидкостей изучались в течение нескольких десятилетий, сообщений об оптических параметрах магнитных жидкостей и, особенно, магнитных наночастиц сравнительно немного. В [20] методом полного отражения был измерен показатель преломления пленок магнитной жидкости, который оказался зависящим от магнитного поля. Авторы [21] разработали экспериментальную систему для измерения показателя преломления магнитной жидкости и исследовали влияние концентрации частиц и температуры на показатель преломления. В [22] были измерены коэффициен-

ты экстинкции магнитных жидкостей с различными концентрациями частиц в диапазоне длин волн 500–800 нм. Авторами показано, что коэффициент экстинкции магнитных жидкостей увеличивается с ростом объемной доли частиц, а оптические свойства материала частиц оказывают существенное влияние на коэффициент экстинкции. Ранее нами [23] были проведены измерения спектров действительной и мнимой частей комплексного показателя преломления для магнитных жидкостей различных концентраций. Были сопоставлены экспериментальные данные с расчетами по моделям эффективной среды Максвелл–Гарнета и Бругемана.

При вычислении величин оптических эффектов в коллоидных системах одной из важнейших характеристик является показатель преломления материала частиц. В таких расчетах обычно используют показатель преломления массивного материала. Наиболее распространенным материалом для синтеза магнитных жидкостей является магнетит (Fe_3O_4). Чаще всего наночастицы магнетита для таких коллоидов получают методом химического осаждения (преципитации) из солей железа [24]. Такой метод, предложенный Массартом, позволяет получать наночастицы магнетита со средним диаметром от нескольких единиц до нескольких десятков нанометров с различным разбросом размеров [25]. В последние годы появились новые методы синтеза наночастиц с узким распределением по размерам, основанные на использовании различных пористых матриц, микцелл, цеолитов и др. [26].

Известны, по меньшей мере, 6 работ [22, 27–31], в которых определены спектры комплексного показателя преломления магнетита в видимой области. Однако численные значения в этих работах существенно отличаются. В работе [32] на основе измерений спектральной зависимости коэффициента экстинкции в магнитных коллоидах определен только диапазон значений действительной и мнимой частей показателя преломления наноразмерного магнетита в спектральной области 400–800 нм. Таким образом, определение спектральной зависимости комплексного показателя преломления магнетита представляет интерес как для расчета оптических эффектов в магнитных коллоидах, так и для расширения практического применения таких систем в оптических устройствах.

Целью настоящей работы является разработка и реализация метода определения спектральной зависимости комплексного показателя преломления наноразмерного магнетита по данным магнитооптических эффектов (двойного лучепреломления и дихроизма) в магнитном коллоиде.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Магнитные коллоиды с частицами нанометровых размеров можно отнести к типичным представителям т. н. нанокомпозитных сред [33]. При описании оптических эффектов в таких системах широко используется модель эффективной среды. В рамках этой модели магнитному коллоиду сопоставляется эффективная диэлектрическая проницаемость $\tilde{\epsilon}_{eff}$, которая является комплексной величиной. Так как на оптических частотах магнитная проницаемость $\mu = 1$, связь между эффективной диэлектрической проницаемостью и комплексным показателем преломления коллоидной системы имеет известный вид [34] $\tilde{\epsilon}_{eff} = \tilde{n}^2 = (n - ik)^2$. При воздействии внешнего поля коллоид приобретает оптическую анизотропию. Наиболее простым механизмом анизотропии является ориентационное упорядочение длинных осей несферических частиц вдоль направления внешнего электрического или магнитного поля [4, 35]. Более сложные механизмы оптической анизотропии в магнитном коллоиде связывают с возникновением под действием поля упорядоченных структур: цепочек, лабиринтов или квазикристаллических образований из наночастиц, подобных фотонному кристаллу [36]. Индуцированная внешним полем одноосная оптическая анизотропия может быть описана диагональным тензором показателя преломления, в котором компоненты будут принимать два различных значения $\tilde{n}_{\parallel} \neq \tilde{n}_{\perp}$. Это приводит к появлению у коллоида двойного лучепреломления и изменению экстинкции света. Эффекты двойного лучепреломления и дихроизма (различия в коэффициентах экстинкции) в коллоидных системах принято характеризовать следующими параметрами [35]:

$$\begin{aligned} \Delta n &= \text{Re}(\tilde{n}_{\parallel} - \tilde{n}_{\perp}) = n_{\parallel} - n_{\perp} \\ \text{и } \Delta k &= \text{Im}(\tilde{n}_{\parallel} - \tilde{n}_{\perp}) = k_{\parallel} - k_{\perp}, \end{aligned} \quad (1)$$

где индексы \parallel и \perp означают ориентацию поляризации света по отношению к направлению оптической оси, т.е. направлению внешнего поля.

Следуя [37], двойное лучепреломление в коллоиде однодоменных магнитных частиц при воздействии внешнего магнитного поля можно описать выражением

$$\Delta n = C_V B \Phi(\sigma, \xi). \quad (2)$$

Здесь C_V – объемная концентрация частиц, $\Phi(\sigma, \xi)$ – ориентационная функция, B – параметр, определяемый формой и оптическими характеристиками частиц. Ориентационная функция для магнитных частиц с магнитным момен-

том m и s произвольным значением магнитной анизотропии σ дается выражением [37]

$$\Phi(\sigma, \xi) = \left[1 - \frac{3L(\xi)}{\xi} \right] \left(\frac{d}{d\sigma} \ln R(\sigma) - \frac{1}{3} \right), \quad (3)$$

где $\xi = \mu_0 m H / kT$, $\sigma = KV / kT$ – отношения энергии частицы в магнитном поле и энергии магнитной анизотропии к тепловой энергии. Первый множитель в уравнении (3) для слабых магнитных полей ($\mu_0 m H \ll kT$) существенно упрощается:

$$1 - \frac{3L(\xi)}{\xi} = \frac{\xi^2}{15}. \quad (4)$$

В очень сильном магнитном поле реализуется полная ориентация частиц и тогда $\Phi(\sigma, \xi) = 1$. Второй множитель в (3) определяет поправку в ориентационной функции для суперпарамагнитных $\sigma \ll 1$ и магнито жестких $\sigma \gg 1$ однодоменных частиц:

$$\frac{d}{d\sigma} \ln R(\sigma) - \frac{1}{3} = \begin{cases} \frac{4\sigma}{45}, & \sigma \ll 1 \\ \frac{2}{3} - \frac{1}{\sigma}, & \sigma \gg 1 \end{cases}. \quad (5)$$

Единственным параметром в (2), зависящим от отношения показателей преломления материала наночастицы и жидкой дисперсионной среды ($m = n_m/n_0$), является B :

$$B = \frac{1}{2} n_0 (N_{\perp} - N_{\parallel}) \times \operatorname{Re} \left(\frac{Q^2}{(1 + QN_{\perp})(1 + QN_{\parallel})} \right), \quad Q = m^2 - 1. \quad (6)$$

Коэффициенты N_{\parallel} и N_{\perp} в уравнении (6) – компоненты тензора деполяризации вдоль и перпендикулярно главной оси частицы соответственно. Обобщая выражения (2) и (6) на случай дихроизма системы, получим:

$$\Delta k = C_V D \Phi(\sigma, \xi), \quad D = \frac{1}{2} n_0 (N_{\perp} - N_{\parallel}) \operatorname{Im} \left(\frac{Q^2}{(1 + QN_{\perp})(1 + QN_{\parallel})} \right). \quad (7)$$

Таким образом, измерение зависимости двойного лучепреломления и дихроизма коллоида магнитных частиц от длины волны света и сопоставление результатов с расчетами по формулам (2)–(7) позволят определить спектр показателя преломления материала частиц n_m .

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Для измерения оптических эффектов в магнитных жидкостях использовалась установка на базе спектрального эллипсометрического комплекса “Эллипс-1891”. Установка позволяла из-

мерять прозрачность и эллипсометрические параметры прошедшего света в диапазоне длин волн 350–1050 нм. Были проведены измерения образцов магнитной жидкости типа магнетит в керосине с объемными концентрациями твердой фазы в диапазоне от 0.01 до 0.1%. Исходной для всех образцов являлась магнитная жидкость с концентрацией около 5% (производитель НИПИ Газпереработки, г. Краснодар, Россия), из которой путем разбавления были получены все остальные образцы. Исходная жидкость была получена методом химической преципитации, в качестве стабилизатора использована олеиновая кислота.

На рис. 1 показана кривая намагничивания исходного образца магнитной жидкости. Начальная магнитная восприимчивость исходного образца составляла $\chi = 1.05$, намагниченность насыщения $M_s = 22.1$ кА/м.

На рис. 2 показано распределение частиц по размерам, полученное на спектрометре динамического рассеяния света Photocor Complex. Для сравнения там же дана электронная микрофотография магнитных наночастиц, сделанная на просвечивающем электронном микроскопе FEI Tecnai G2 F20 S-Twin при увеличении $\times 97000$ в компании “Системы для микроскопии и анализа” (Сколково, Россия). Частицы демонстрируют практически сферическую форму с небольшой вытянутостью. Среднее соотношение длинной и короткой осей по измерениям 250 частиц составило около 1.3.

Для сравнения с литературными данными нами методом эллипсометрии в отраженном свете были исследованы образец монокристалла природного магнетита в форме октаэдра размером около 10 мм и порошок наночастиц магнетита размером 10 нм, спрессованный под давлением 100 МПа в таблетку диаметром 12.9 мм. Плотность спрессованного порошка наночастиц составила 2360 кг/м³, что соответствует объемной концентрации магнетита около 37%. Порошок наночастиц был получен длительным высушиванием магнитной жидкости на основе керосина, что позволяет предположить наличие в нем некоторого количества олеиновой кислоты.

Для создания магнитного поля использовался электромагнит, установленный на столике для образца в эллипсометре. Для исследований образцы помещались в прямоугольные стеклянные кюветы толщиной от 1 до 5 мм. Измерялись эллипсометрические параметры Ψ и Δ , определяющие состояние эллипса поляризации прошедшего или отраженного света. Параметры двойного лучепреломления $n_{\parallel} - n_{\perp}$ и дихроизма $k_{\parallel} - k_{\perp}$

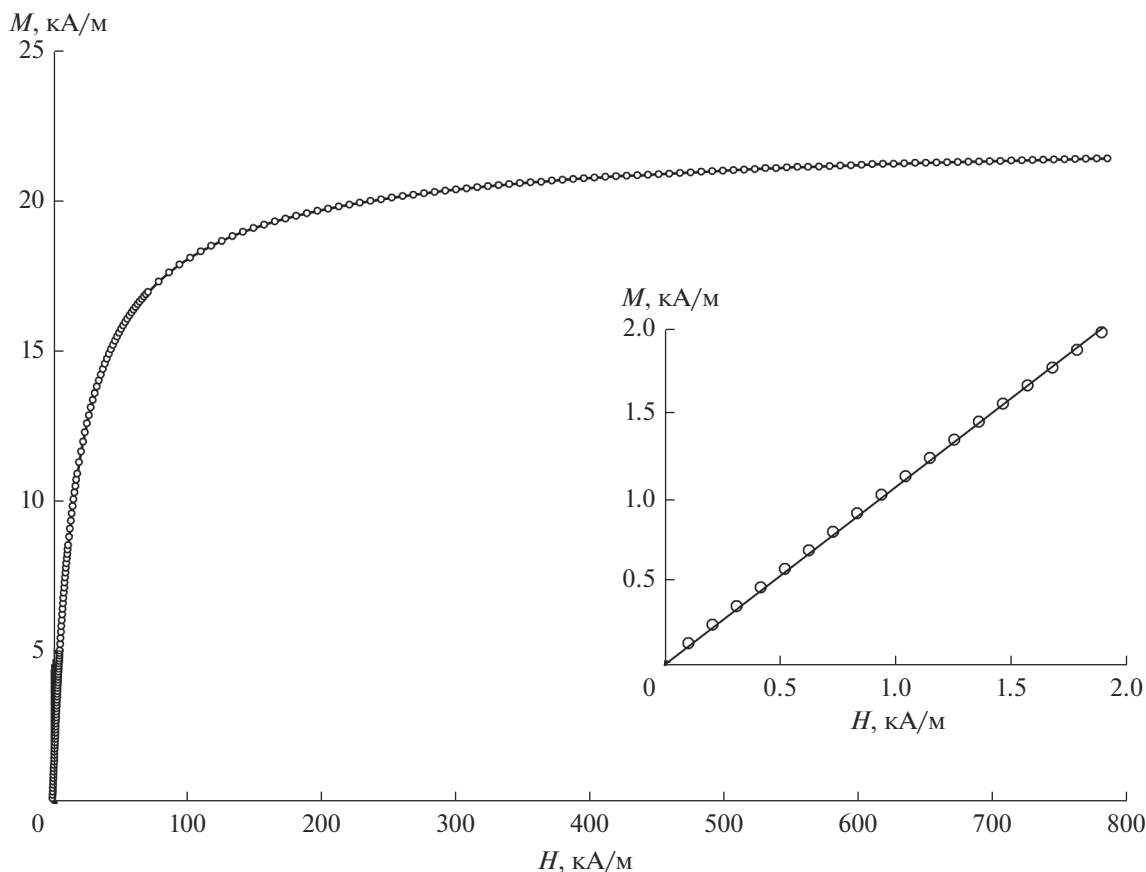


Рис. 1. Кривая намагничивания исходного образца магнитной жидкости с концентрацией 4.7% (на вставке – начальный участок).

определяли следующим образом. Монохроматический плоскополяризованный свет, исходная плоскость поляризации которого составляла угол в 45° с вертикалью, проходит через слой магнитной жидкости толщиной l , установленный перпендикулярно направлению распространения света. Магнитное поле создает в магнитной жидкости одноосную оптическую анизотропию. В результате двойного лучепреломления и дихроизма световой луч, прошедший перпендикулярную оптической оси анизотропную среду, становится эллиптически поляризованным (см. рис. 3). Ниже приведены амплитуды колебаний светового вектора после прохождения поглощающей среды:

$$A = E_{x0} \exp\left[-2\pi l \frac{k_{\parallel}}{\lambda}\right], \quad B = E_{y0} \exp\left[-2\pi l \frac{k_{\perp}}{\lambda}\right]. \quad (8)$$

Здесь k_{\parallel} и k_{\perp} – показатели поглощения для лучей, поляризованных параллельно и перпендикулярно полю. Соотношение амплитуд взаимно перпендикулярных колебаний связано с тангенсом эллипсометрического угла Ψ следующим выражением [38, 39]:

$$\frac{A}{B} = \exp\left[-2\pi l \frac{k_{\parallel} - k_{\perp}}{\lambda}\right] = \operatorname{tg}\Psi. \quad (9)$$

По измеренным эллипсометрическим параметрам Δ и Ψ с использованием приведенных ниже уравнений определяются параметры двойного лучепреломления и дихроизма:

$$\begin{aligned} \Delta n &= n_{\parallel} - n_{\perp} = \frac{\lambda}{2\pi l} \Delta, \\ \Delta k &= k_{\parallel} - k_{\perp} = -\frac{\lambda}{2\pi l} \ln(\operatorname{tg}\Psi). \end{aligned} \quad (10)$$

В отсутствие оптической анизотропии формулы (10) предполагают, что $\Delta_0 = 0$ и $\Psi_0 = \pi/4$. Однако технические параметры установки не позволяют обеспечить эти значения для всего диапазона длин волн. Для компенсации такой неточности в начальных значениях эллипсометрических углов в ходе измерений вводились соответствующие поправки с использованием предварительно измеренных зависимостей $\Delta_0 = f(\lambda)$ и $\Psi_0 = f(\lambda)$.

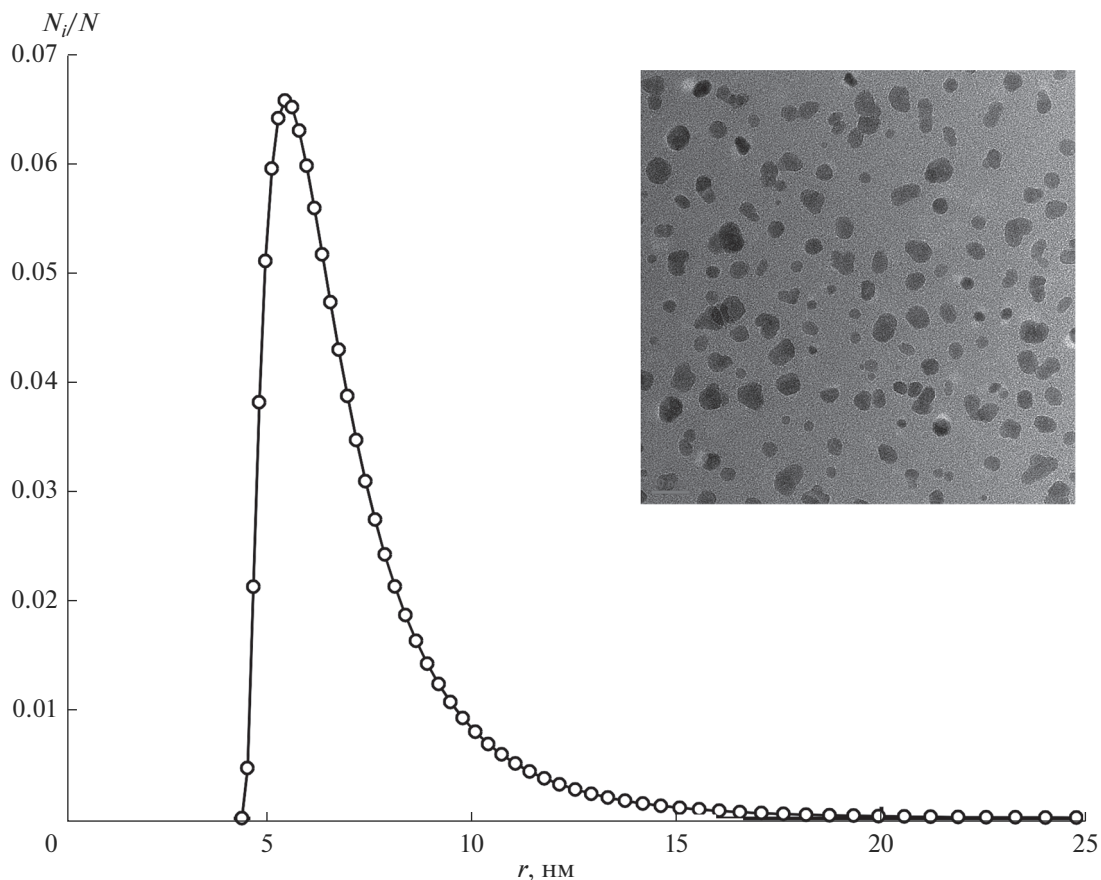


Рис. 2. Распределение магнитных наночастиц магнетита по размерам и электронная микрофотография наночастиц.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 4 и 5 показаны зависимости параметров двойного лучепреломления $n_{\parallel} - n_{\perp}$ и дихроизма $k_{\parallel} - k_{\perp}$ как функции длины волны при различных напряженностях полей для образца с концентрацией 0.01%. Характерными особенностями спектров являются наличие максимума эффекта двойного лучепреломления на длине волны 490 нм и минимума дихроизма для длины волны 740 нм, которые становятся более выраженными при повышении напряженности магнитного поля. Эксперименты показали, что существенного изменения в спектральном поведении магнитного двойного лучепреломления и дихроизма при изменении концентрации не происходит за исключением роста величины эффекта для всех длин волн с повышением концентрации образца (при неизменной длине кюветы l). Наличие минимума в спектре дихроизма хорошо коррелирует с наличием максимума в спектре пропускания магнитных коллоидов [23].

Как уже упоминалось выше, из литературы известно несколько спектральных зависимостей действительной и мнимой частей показателя преломления магнетита. На рис. 6 показаны некоторые из этих зависимостей. Из графиков видно, что спектры существенно различаются. Разброс значений действительной части составляет от 50% в коротковолновой части видимого спектра до 20% в ближней ИК-области. Различия в значениях мнимой части составляют около 20% за исключением данных [27]. Для сравнения с известными результатами мы провели измерения спектральных зависимостей действительной и мнимой частей показателя преломления для природного монокристалла магнетита и прессованного порошка наночастиц (рис. 7) методом эллипсометрии отраженного света. Для монокристалла магнетита наши данные вполне согласуются с результатами [22, 27–31], хотя и не совпадают в точности ни с одним из них. Действительная и, особенно, мнимая части показателя преломления, измеренные для порошка наночастиц магнетита, существенно отличаются от литературных данных. Однако приме-

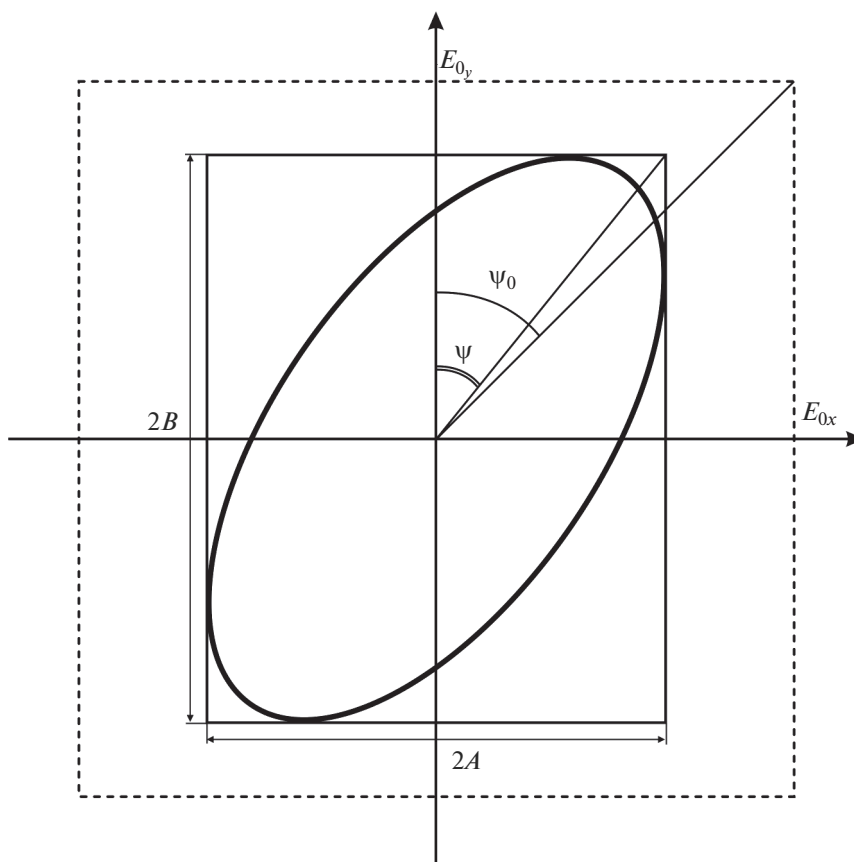


Рис. 3. Определение параметра дихроизма по положению эллипса поляризации прошедшего света.

нение для расчета величин оптических эффектов в магнитных жидкостях результатов, полученных для порошка магнитных наночастиц, затруднено тем, что объемная концентрация магнетита даже в спрессованном при высоком давлении (около 987 атм) порошке не превышает 40%. Пересчет на массивный магнетит требует экстраполяции с использованием моделей эффективной среды [23]. Измерение спектральной зависимости показателя преломления наноразмерного магнетита на основе данных двойного лучепреломления и дихроизма позволяет избежать экстраполяций и получить значение $\tilde{n}_m(\lambda) = n_m(\lambda) - ik_m(\lambda)$, непосредственно соответствующее наночастицам магнетита. Вычисление показателя преломления наночастиц магнетита для различных длин волн λ_i проводилось путем численного решения уравнений

$$\operatorname{Re} \left(\frac{Q(\lambda_i)^2}{(1 + Q(\lambda_i)N_{\perp})(1 + Q(\lambda_i)N_{\parallel})} \right) = \frac{2\Delta n(\lambda_i)}{C_V n_0(\lambda_i)(N_{\perp} - N_{\parallel})\Phi(\sigma, \xi)}, \quad (11)$$

$$\operatorname{Im} \left(\frac{Q(\lambda_i)^2}{(1 + Q(\lambda_i)N_{\perp})(1 + Q(\lambda_i)N_{\parallel})} \right) = \frac{2\Delta k(\lambda_i)}{C_V n_0(\lambda_i)(N_{\perp} - N_{\parallel})\Phi(\sigma, \xi)}, \quad (12)$$

где $\Delta n(\lambda_i)$ и $\Delta k(\lambda_i)$ – экспериментальные значения параметров двойного лучепреломления и дихроизма, измеренные для длины волны λ_i . Ориентационная функция $\Phi(\sigma, \xi)$ была измерена по данным полевой зависимости магнитооптического эффекта, нормированной на величину эффекта в состоянии насыщения $\Delta n(H)/\Delta n_s = \Phi(\sigma, \xi)$. Спектральная зависимость показателя преломления керосина измерялась в отраженном свете эллипсометрическим методом. Путем решения уравнений (11) и (12) вычислялись действительная и мнимая части параметра $Q(\lambda_i)$, а затем с использованием выражения (6) рассчитывались соответствующие $n_m(\lambda_i)$ и $k_m(\lambda_i)$. Результаты расчетов представлены на рис. 8. Спектральная зависимость показателя преломления магнетита, рассчитанная по данным оптической анизотропии, подобна результатам измерения порошка наночастиц, но закономерно имеет бóльшие значения действительной и

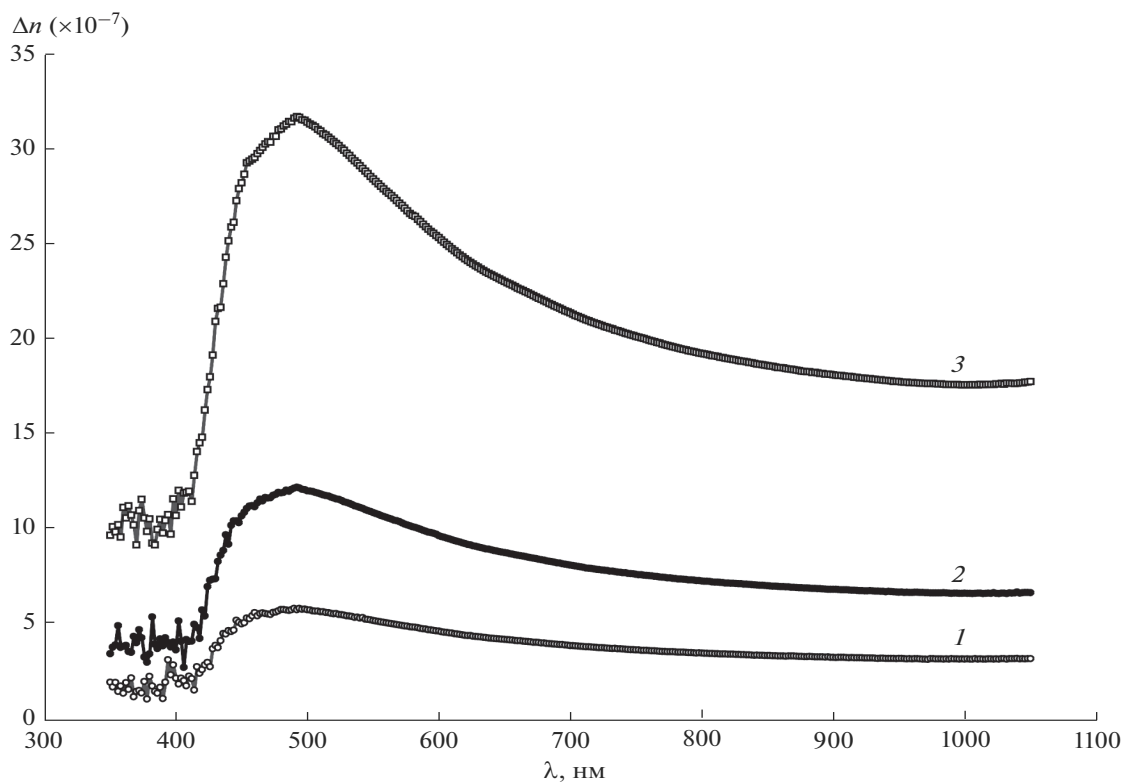


Рис. 4. Спектры двойного лучепреломления в образце магнитного коллоида с концентрацией 0.01% при воздействии постоянного магнитного поля напряженностью 4.8 (1), 9.6 (2), 19.2 кА/м (3).

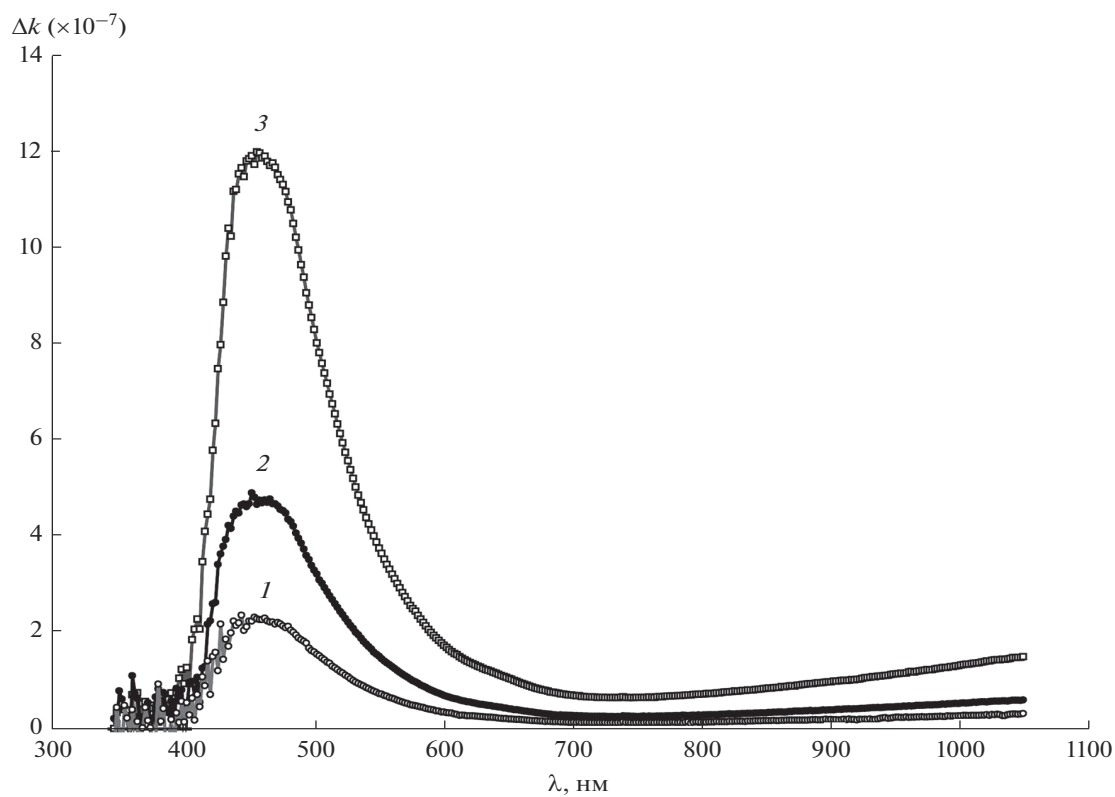


Рис. 5. Спектры дихроизма в образце магнитного коллоида с концентрацией 0.01% при воздействии постоянного магнитного поля напряженностью 4.8 (1), 9.6 (2), 19.2 кА/м (3).

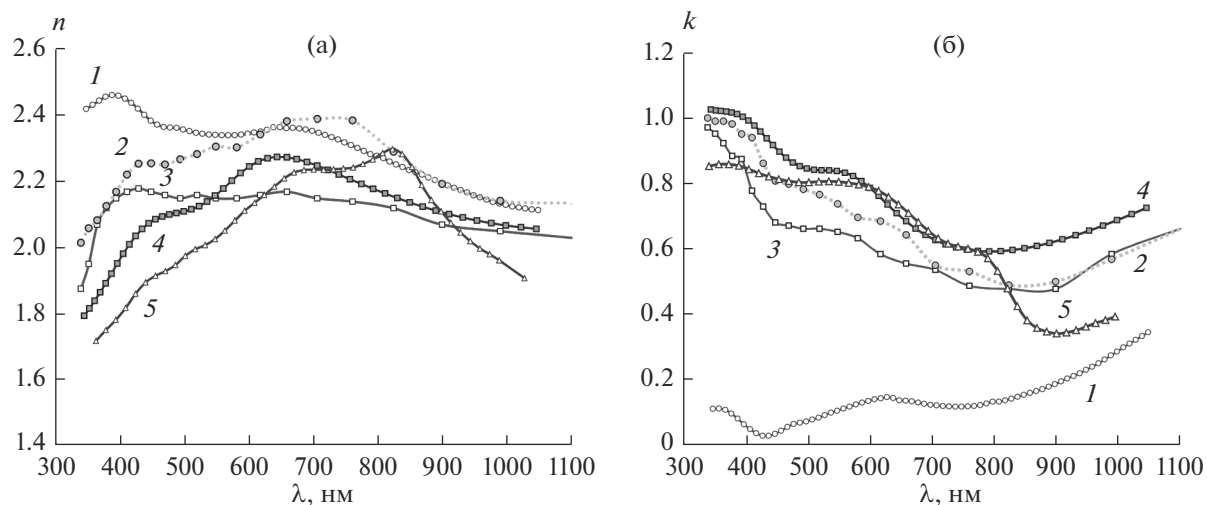


Рис. 6. Спектральные зависимости действительной (а) и мнимой (б) частей показателя преломления магнетита по данным [27] (1), [28] (2), [29] (3), [30] (4), [31] (5).

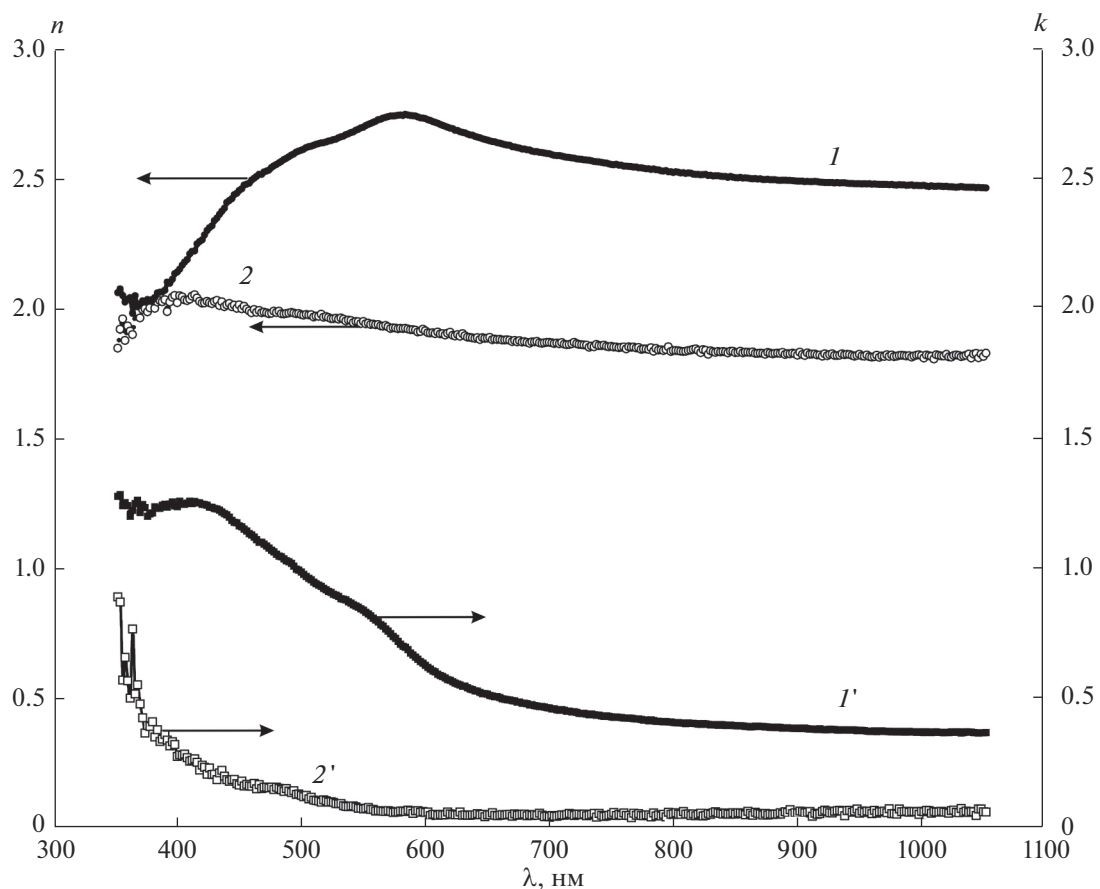


Рис. 7. Спектры действительной и мнимой частей показателя преломления для монокристалла природного магнетита (I и I') и прессованного порошка наночастиц (2 и $2'$).

мнимой частей, а также более выраженный минимум в мнимой части в области длин волн 720–750 нм.

Для количественной проверки правильности полученных зависимостей было проведено сопоставление экспериментально измеренного спек-

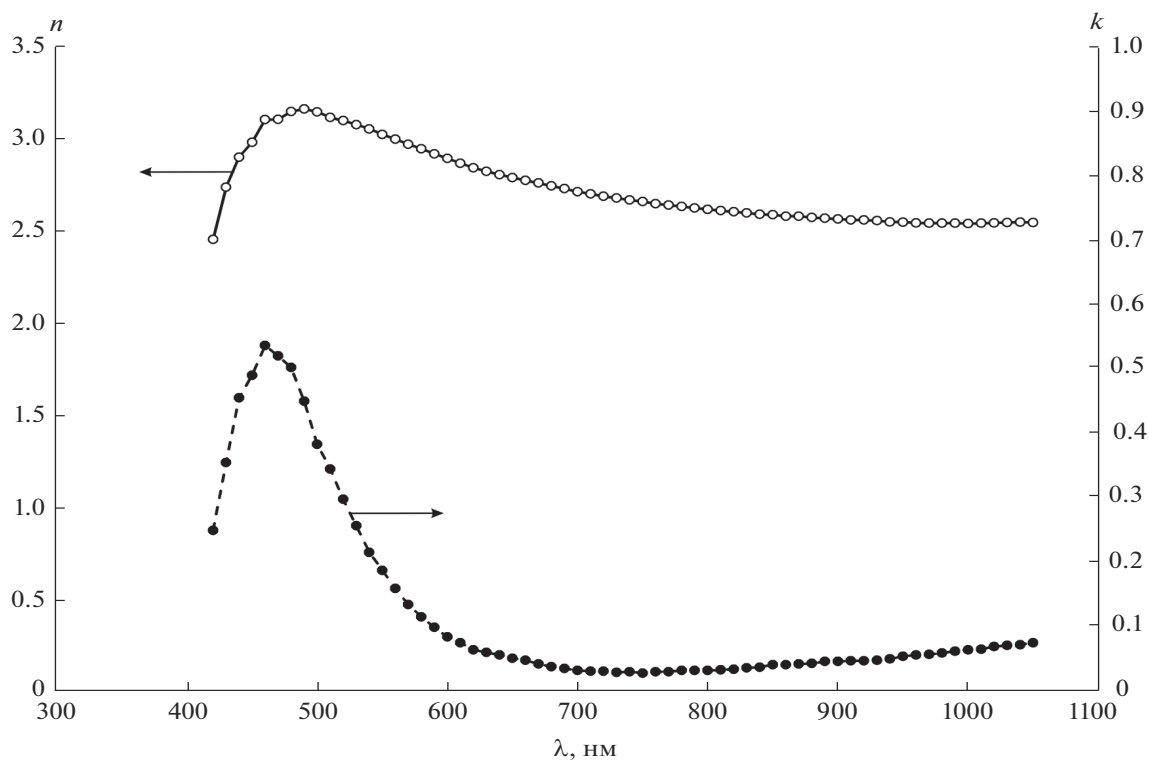


Рис. 8. Спектры действительной и мнимой частей показателя преломления наноразмерного магнетита, рассчитанные на основе измерений оптической анизотропии магнитного коллоида.

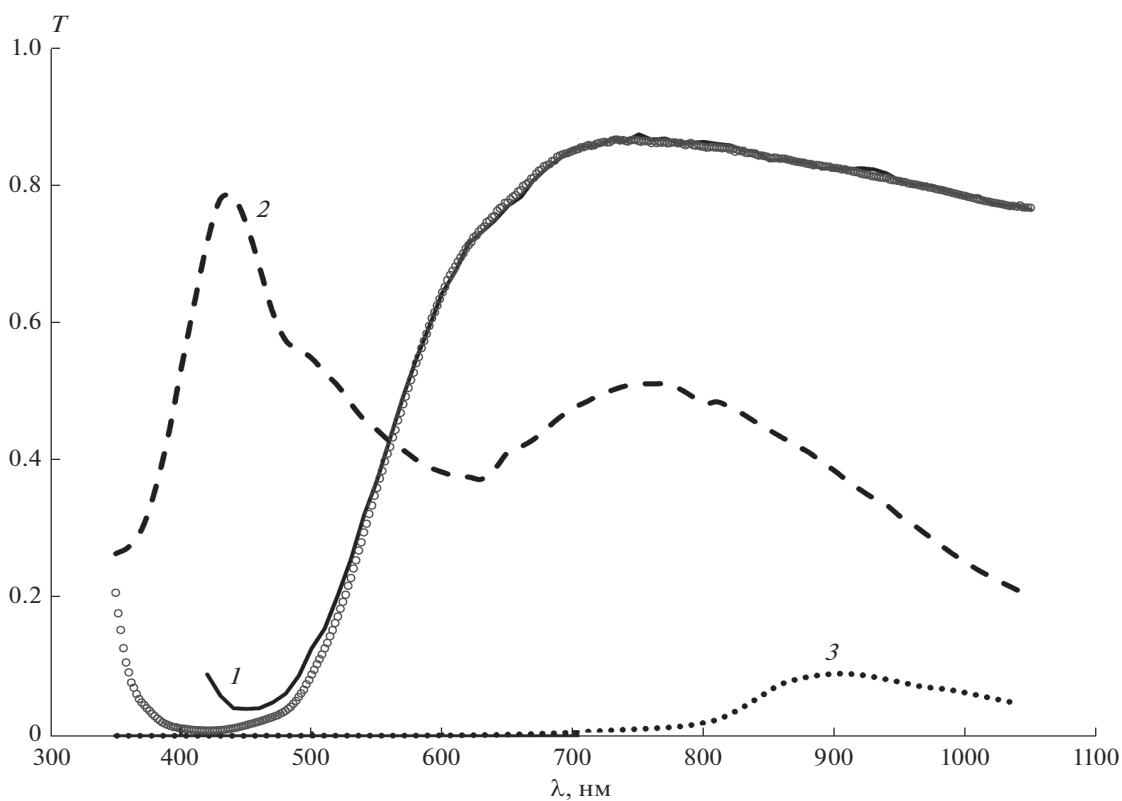


Рис. 9. Спектры пропускания коллоида магнетита в керосине (длина кюветы 5 мм): точки – эксперимент, кривые – расчеты с использованием спектров $\tilde{n}_m(\lambda)$ по данным оптической анизотропии (рис. 8) (1), [27] (2), [31] (3).

тра пропускания магнитного коллоида с расчетом по формуле [34]

$$T = \exp\left(-\frac{4\pi l}{\lambda} k_{eff}\right), \quad (13)$$

где $k_{eff} = \text{Im}(\sqrt{\epsilon_{eff}})$ – мнимая часть эффективной диэлектрической проницаемости коллоидной системы, содержащей поглощающие частицы радиусом r , взвешенные в жидкости с диэлектрической проницаемостью на оптических частотах ϵ_0 , определяется выражением [40] (при условии низкой концентрации частиц $C_V \ll 1$)

$$\epsilon_{eff} = \epsilon_0 + \epsilon_0 \frac{3C_V \alpha}{1 - C_V \alpha} \times \left\{ 1 + \left[\frac{11i}{10} \left(\frac{2\pi r}{\lambda} \right)^2 \text{Im}\alpha + \frac{2i}{3} \left(\frac{2\pi r}{\lambda} \right)^3 \text{Re}\alpha \right] \frac{1}{1 - C_V \alpha} \right\}, \quad (14)$$

$$\alpha = \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2}.$$

На рис. 9 представлено сопоставление экспериментального спектра пропускания слабоконцентрированной магнитной жидкости и расчетов по формулам (14), для которых использованы различные зависимости $\tilde{n}_m(\lambda) = n_m(\lambda) - ik_m(\lambda)$. Расчеты показывают, что согласие с экспериментом при использовании определенных нами зависимостей для наночастиц магнетита очень хорошее. Другие данные, а также результаты нашего эксперимента для природного кристалла магнетита дают спектры пропускания, существенно отличающиеся как по величине прозрачности, так и по виду зависимости от длины волны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Определение комплексного показателя преломления наночастиц по данным эффектов двойного лучепреломления и дихроизма в коллоидах обладает существенными преимуществами как перед традиционными методами эллипсометрии в отраженном свете [41], так и перед измерениями на основе спектров пропускания или поглощения в коллоидных системах [22, 32]. Хорошо разработанные в последние несколько десятилетий методы спектральной эллипсометрии позволяют надежно определять спектры оптических констант кристаллических и аморфных, в т. ч. многослойных, образцов. Однако применение этого метода для порошков наночастиц имеет некоторые ограничения. Уплотнение порошков наночастиц под высоким давлением не позволяет получить образцы с концентрацией более 40%, а измерения на таких образцах требуют экстраполяции результатов с использованием различных моделей.

Определение показателя преломления по данным спектров пропускания также имеет ограниченные возможности, так как в этом случае измеримый коэффициент экстинкции зависит как от действительной, так и от мнимой частей показателя преломления. Причиной этого является влияние на ослабление света в коллоиде не только поглощения, но и рассеяния света частицами. При этом для наноразмерных частиц проводящих материалов вклад этих факторов может быть сравним.

Измерение спектральной зависимости показателя преломления материала частиц на основе данных двойного лучепреломления и дихроизма имеет преимущество, поскольку используются спектры двух оптических эффектов, в различной степени зависящих от действительной и мнимой частей показателя преломления.

Эксперименты показывают, что оптические параметры наноразмерных наночастиц магнетита отличаются от значений макроскопических кристаллических образцов. Из полученных спектров комплексного показателя преломления наноразмерного магнетита видно, что наиболее существенное отличие заключается в меньшей величине мнимой части, которая на порядок отличается от значений для кристаллического магнетита. Этот результат качественно согласуется с данными работ [23, 32].

Определение оптических констант наночастиц магнетита на основе магнитооптических эффектов может существенно дополнить информацию о физических свойствах магнитных коллоидных систем, получаемую другими методами [42].

БЛАГОДАРНОСТЬ

Работа выполнена при поддержке государственного задания Минобрнауки России на выполнение научно-исследовательских работ (проект № 0795-2020-007) с использованием оборудования Центра коллективного пользования Северо-Кавказского федерального университета при финансовой поддержке Минобрнауки России, уникальный идентификатор проекта RF—2296.61321X0029 (соглашение № 075-15-2021-687).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Розенцвейг Р.* Феррогидродинамика. М.: Мир, 1989. 357 с.
2. *Zahn M.* Magnetic Fluid and Nanoparticle Applications to Nanotechnology // *J. Nanopart. Res.* 2001. V. 3. P. 73–78.
3. *Davies H.W., Llewellyn J.P.* Magneto-Optic Effects in Ferrofluids // *J. Phys. D.: Appl. Phys.* 1980. V. 13. P. 2327–2336.
4. *Llewellyn J.P.* Form Birefringence in Ferrofluids // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1983. V. 16. P. 95–104.

5. *Jennings B.R., Xu M., Ridler P.J.* Ferrofluid Structures: a Magnetic Dichroism Study // *Proc. Royal Soc. A.* 2000. V. 456. P. 891–907.
6. *Donatini F., Neveu S., Monin J.* Measurements of Longitudinal Magneto-Optic Effects in Ferrofluids: Dynamical Method // *J. Magn. Magn. Mater.* 1996. V. 162. P. 69–74.
7. *Mehta R.V., Patel Rajesh, Upadhyay R.V.* Direct Observation of Magnetically Induced Attenuation and Enhancement of Coherent Backscattering of Light // *Phys. Rev. B.* 2006. V. 74. 195127.
8. *Hong H.E., Yang S.Y., Lee S.L., Hong C.Y., Yang H.C.* Magnetochromatics of the Magnetic Fluid Film under a Dynamic Magnetic Field // *Appl. Phys. Lett.* 2001. V. 79. P. 350–352.
9. *Jianping Ge, Yongxing Hu, Yadong Yin.* Highly Tunable Superparamagnetic Colloidal Photonic Crystals // *Angew. Chem. Int. Ed.* 2007. V. 46. № 39. P. 7428–7432.
10. *Radha S., Mohan S., Pai C.* Diffraction Patterns in Ferrofluids: Effect of Magnetic Field and Gravity // *Phys. B: Condens. Matter.* 2014. V. 448. P. 341–345.
11. *Philip J., Laskar J.M.* Optical Properties and Applications of Ferrofluids – A Review // *J. Nanofluids.* 2012. V. 1. P. 3–20.
12. *Hong H.E., Chen C.S., Fang K.L., Yang S.Y., Chieh J.J., Hong C.Y., Yang H.C.* Tunable Optical Switch Using Magnetic Fluids // *Appl. Phys. Lett.* 2004. V. 85. P. 5592–5594.
13. *Philip J., Mahendran V., Felicia L.J.* A Simple, In-Expensive and Ultrasensitive Magnetic Nanofluid Based Sensor for Detection of Cations, Ethanol and Ammonia // *J. Nanofluids.* 2013. V. 2. P. 112–119.
14. *Mahendran V., Philip J.* A Methanol Sensor Based on Stimulus-Responsive Magnetic Nanoemulsions // *Sens. Actuators. B.* 2013. V. 185. P. 488–495.
15. *Du T., Yuan S., Luo W.* Thermal Lens Coupled Magneto-Optical Effect in a Ferrofluid // *Appl. Phys. Lett.* 1994. V. 65. P. 1844–1846.
16. *Hong H.E., Hong C.Y., Lee S.L., Ho C.H., Yang S.Y., Yang H.C.* Magnetochromatics Resulted from Optical Gratings of Magnetic Fluid Films Subjected to Perpendicular Magnetic Fields // *J. Appl. Phys.* 2000. V. 88. P. 5904–5908.
17. *Pu S., Chen X., Chen L., Liao W., Chen Y., Xia Y.* Tunable Magnetic Fluid Grating by Applying a Magnetic Field // *Appl. Phys. Lett.* 2005. V. 87. 021901.
18. *Das P., Colombo M., Prosperi D.* Recent Advances in Magnetic Fluid Hyperthermia for Cancer Therapy // *Colloids. Surf., B.* 2019. V. 174. P. 42–55.
19. *Macaroff P.P., Simioni A.R., Lacava Z.G.M., Lima E.C.D., Morais P.C., Tedesco A.C.* Studies of Cell Toxicity and Binding of Magnetic Nanoparticles with Blood Stream Macromolecules // *J. Appl. Phys.* 2006. V. 99. 08S102.
20. *Yang S.Y., Chen Y.F., Hong H.E., Hong C.Y., Tse W.S., Yang H.C.* Magnetically-Modulated Refractive Index of Magnetic Fluid Films // *Appl. Phys. Lett.* 2002. V. 81. P. 4931–4933.
21. *Pu S., Chen X., Di Z., Xia Y.* Relaxation Property of the Magnetic-Fluid-Based fiber-Optic Evanescent Field Modulator // *J. Appl. Phys.* 2007. V. 101. 053532.
22. *Xiaopeng Fang, Yimin Xuan, Qiang Li.* Measurement of the Extinction Coefficients of Magnetic Fluids // *Nanoscale Res. Lett.* 2011. V. 6. P. 237–241.
23. *Yerin C.V., Lykhanova V.I., Yerina M.V.* Spectral Dependences of the Complex Refractive Index of Concentrated Magnetic Fluids // *Magnetohydrodynamics.* 2018. V. 54. № 1–2. P. 155–159.
24. *Губин С.П., Кошкарев Ю.А., Хомутов Г.Б., Юрков Г.Ю.* Магнитные наночастицы: методы получения, строение и свойства // *Успехи химии.* 2005. Т. 74. Вып. 6. С. 539–574.
25. *Tombacz E., Turcu R., Socoliuc V., Vekas L.* Magnetic Iron Oxide Nanoparticles: Recent Trends in Design and Synthesis of Magnetoresponsive Nanosystems // *Biochem. Biophys. Res. Commun.* 2015. V. 468. № 3. P. 442–453.
26. *Nguyen Vo Thu An, Gauthier M., Sandre O.* Templated Synthesis of Magnetic Nanoparticles through the Self-Assembly of Polymers and Surfactants // *Nanomaterials.* 2014. V. 4. P. 628–685.
27. *Querry M.R.* Optical Constants // *Contractor Report.* Aberdeen: US Army Chemical Research, Development and Engineering Center, 1985. 418 p.
28. *Schlegel A., Alvarado S.F., Wachter P.* Optical Properties of Magnetite (Fe_3O_4) // *J. Phys. C: Solid State Phys.* 1979. V. 12. P. 1157–1164.
29. *Buchenau U., Muller I.* Optical Properties of Magnetite // *Solid State Commun.* 1972. V. 11. P. 1291–1293.
30. *Zhang X.L., Wu G.J., Zhang C.L., Xu T.L., Zhou Q.Q.* What's the Real Role of Iron-Oxides in the Optical Properties of Dust Aerosols? // *Atmosph. Chem. Phys.* 2015. V. 15. P. 12159–12177.
31. *Dyakov S.A., Fradkin I.M., Gippius N.A., Klompaker L. et al.* Wide-Band Enhancement of the Transverse Magneto-Optical Kerr Effect in Magnetite-Based Plasmonic Crystals // *Phys. Rev. B.* 2019. V. 100. 214411.
32. *Левитин Е.Я., Кокодий Н.Г., Тиманюк В.А., Ведерникова И.А., Чан Т.М.* Определение размеров и показателя преломления наночастиц Fe_3O_4 // *Неорганические материалы.* 2014. Т. 50. № 8. С. 881–884.
33. *Головань Л.А., Тимошенко В.Ю., Кашкаров П.К.* Оптические свойства нанокомпозитов на основе пористых систем // *Успехи физ. наук.* 2007. Т. 177. № 6. С. 619–638.
34. *Ван де Хюлст Г.* Рассеяние света малыми частицами. М.: ИИЛ, 1961. 536 с.
35. *Столюк С., Шилов В.Н., Духин С.С. и др.* Электрооптика коллоидов / Под ред. Духина С.С. Киев: Наукова думка, 1977. 200 с.
36. *Torres-Diaz I., Rinaldi C.* Recent Progress in Ferrofluids Research: Novel Applications of Magnetically Controllable and Tunable Fluids // *Soft Matter.* 2014. V. 10. P. 8584–8605.
37. *Hasmonay E., Dubois E., Bacri J.-C., Perzynski R., Raikher Yu.L., Stepanov V.I.* Static Magneto-Optical Birefringence of Size-Sorted Nanoparticles // *EPJ B.* 1998. V. 5. P. 859–867.
38. *Горишков М.М.* Эллипсометрия. М.: Сов. радио, 1974. 200 с.
39. *Handbook of ellipsometry* / Eds. Tompkins H.G., Irene E.A. N.Y.: Springer, 2005. 870 p.
40. *Guérin C.-A., Mallet P., Sentenac A.* Effective-Medium Theory for Finite-Size Aggregates // *J. Opt. Soc. Am.* 2006. V. A 23. P. 349–358.
41. *Yerin C.V., Vivechar V.I.* Ellipsometry of Magnetic Fluid in a Magnetic Field // *J. Magn. Magn. Mater.* 2020. V. 498. 166144.
42. *Dehghanpour H.R.* The Effects of Surfactant Changing on Physical Properties of Fe_3O_4 Nanoparticles Produced in Coprecipitation Method // *Russ. J. Inorg. Chem.* 2020. V. 65. P. 1282–1286.