

03

Спектры оптических эффектов в магнитных жидкостях, содержащих агрегаты наночастиц

© В.И. Вивчарь, К.В. Ерин*

Северо-Кавказский федеральный университет,
355017 Ставрополь, Россия

e-mail: exiton@inbox.ru

Поступила в редакцию 16.02.2024 г.

В окончательной редакции 14.03.2024 г.

Принята к публикации 14.03.2024 г.

Исследованы спектры оптических эффектов двойного лучепреломления, дихроизма и изменения прозрачности в магнитной жидкости с агрегатами наночастиц, возникающими под действием магнитного поля. На основе экспериментальных данных определены спектральные зависимости комплексного показателя преломления агрегатов наночастиц магнетита. Предложена интерпретация изменений формы спектров пропускания агрегированных магнитных жидкостей при воздействии магнитного поля и температуры.

Ключевые слова: магнитные жидкости, изменение прозрачности, двойное лучепреломление, дихроизм, агрегаты наночастиц.

DOI: 10.61011/OS.2024.03.58154.6046-23

Введение

Устойчивые коллоиды ферро- и ферримагнитных наночастиц в различных жидкостях органической и неорганической природы широко известны под названием магнитных жидкостей [1]. После создания в конце 60-х годов XX века такие системы получили разнообразные применения в технике, приборостроении, биомедицине [2]. Под действием магнитного и электрического полей в магнитных жидкостях можно наблюдать ряд оптических эффектов: двойное лучепреломление [3], дихроизм [4], вращение Фарадея [5], изменение интенсивности рассеянного и отраженного света [6,7]. Первые теоретические интерпретации этих эффектов строились на традиционном для коллоидных систем представлении об ориентационном упорядочении длинных осей несферических частиц под действием поля. Такой подход применительно к оптическим эффектам получил название „ориентационная модель оптической анизотропии“ [8].

Эксперименты [9,10] и компьютерное моделирование [11,12] показали существенное влияние агрегатов частиц на физические свойства магнитных жидкостей. В последнее время нет сомнений в том, что агрегирование наночастиц магнитных жидкостей, формирование микроstructures и коллоидная устойчивость таких систем определяются балансом притяжения за счет сил Ван-дер-Ваальса и магнитного диполь-дипольного взаимодействия и стерического отталкивания адсорбционных оболочек частиц. При воздействии магнитного поля в магнитных жидкостях можно наблюдать агрегаты двух основных типов: цепочечные, представляющие собой удлиненные структуры из нескольких частиц, и микрокапельные, возникающие в результате своеобразного

фазового перехода первого рода „газ – жидкость“. Микрокапельные агрегаты представляют область высокой концентрации наночастиц, отделенную от окружающего коллоида с низкой концентрацией, четкой границей с поверхностным натяжением. Свойства межфазной поверхности определяются в значительной степени межчастичными взаимодействиями [13]. Нарушение агрегативной устойчивости магнитных жидкостей влияет на оптические свойства магнитных жидкостей. Агрегаты частиц значительно увеличивают амплитуду и время релаксации эффекта двойного лучепреломления [8], приводят к возникновению анизотропного рассеяния света [14], изменению прозрачности [15] или даже цвета коллоида (магнитохроматический эффект) [16].

Недавно были предложены интересные практические применения оптических эффектов в магнитных жидкостях для определения органических и неорганических соединений по изменению спектров пропускания [17], а также для создания сверхчувствительных датчиков магнитного поля с применением магнитной жидкости, нанесенной на поверхность оптического волокна [18]. Для совершенствования этих приложений, а также построения корректных моделей оптических эффектов в агрегированных магнитных жидкостях необходимы данные о спектрах оптических параметров агрегатов наночастиц.

В настоящей работе мы представляем результаты исследований спектров оптических эффектов изменения прозрачности, двойного лучепреломления и дихроизма, а также определение оптических характеристик магнитной жидкости на основе керосина с наночастицами магнетита, в которой под действием магнитного поля возникают агрегаты с размером до 100–150 nm.

Эксперимент

Мы исследовали магнитную жидкость типа магнетит в керосине, производитель НТЦ „Магнитные жидкости“, г. Наро-Фоминск, со средним радиусом частиц магнетита 13.7 nm и олеиновой кислотой в качестве стабилизатора. Объемная концентрация исходной жидкости 10%. Из исходной магнитной жидкости путем разбавления керосином ТС-1 были получены образцы с объемной концентрацией 0.05–0.1%. Исследования методами динамического и статического рассеяния света на приборе „PhotocorComplex“ показали, что в образцах под действием магнитного поля около 15 kA/m возникают агрегаты частиц размером до 100 nm.

Измерения спектров пропускания магнитной жидкости проводилось при помощи спектрального эллипсометрического комплекса „Эллипс-1891“ в проходящем свете в диапазоне длин волн от 350 до 1050 nm. Для создания магнитного поля, перпендикулярного лучу света, применялся электромагнит, в область однородного магнитного поля помещался исследуемый образец в кювете толщиной l . Измерялись спектральные зависимости прозрачности в неполяризованном свете ($T = I/I_0$), а также эллипсометрических углов Δ и ψ эллипса поляризации прошедшего света. Тангенс угла ψ задаёт отношение ослаблений скалярных амплитуд s - и p -компонент во время пропускания, а угол Δ задаёт разность сдвигов фаз, испытываемых при пропускании излучения с s - и p -состояниями поляризации. В этом случае комплексный коэффициент пропускания также может быть задан в форме известного уравнения эллипсометрии:

$$\frac{\tilde{T}_p}{\tilde{T}_s} = \tan \psi \exp(i\Delta).$$

Связь между эллипсометрическими углами и параметрами двойного лучепреломления (ДЛП) Δn и дихроизма Δk :

$$\Delta n = n_{\parallel} - n_{\perp} = \frac{\lambda}{2\pi l} \Delta,$$

$$\Delta k = k_{\parallel} - k_{\perp} = -\frac{\lambda}{2\pi l} \ln(\tan \psi). \quad (1)$$

На рис. 1–3 показаны спектры пропускания и спектральные зависимости параметров двойного лучепреломления и дихроизма при различных напряжённостях магнитного поля. Спектры ДЛП исследованного образца не имеют существенных отличий от описанных ранее спектров агрегативно устойчивых магнитных жидкостей с частицами магнетита [19,20]. При небольших напряжённостях полей в спектре дихроизма наблюдаются максимум в области 470–480 nm и минимум в области 740–750 nm, также аналогичные описанному в [20]. Однако при увеличении напряжённости магнитного поля свыше 10 kA/m форма спектров дихроизма существенно меняется. Параметр дихроизма существенно возрастает во всей видимой и ближней ИК области, при этом наиболее значительный рост наблюдается в области

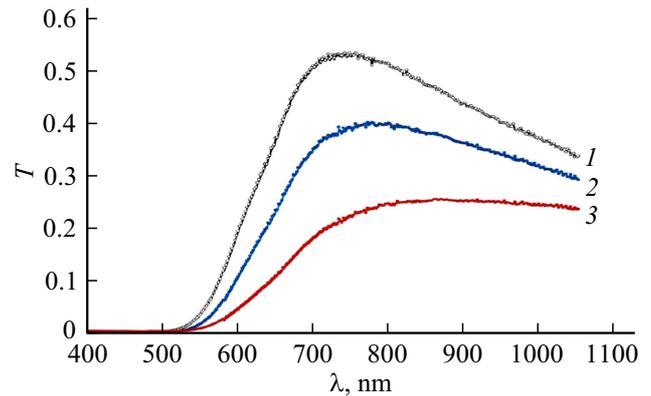


Рис. 1. Спектры пропускания магнитной жидкости с концентрацией 0.05% в кювете толщиной 5 mm без магнитного поля (1) и в магнитном поле $H = 10$ (2), 20 kA/m (3).

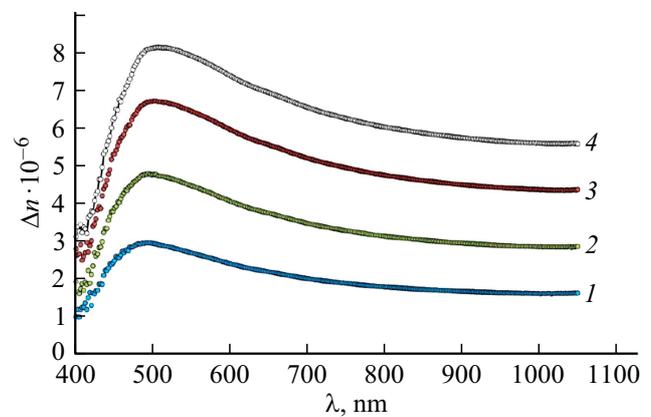


Рис. 2. Спектры двойного лучепреломления в магнитной жидкости с концентрацией 0.05% при $H = 5$ (1), 9 (2), 13 (3), 20 kA/m (4).

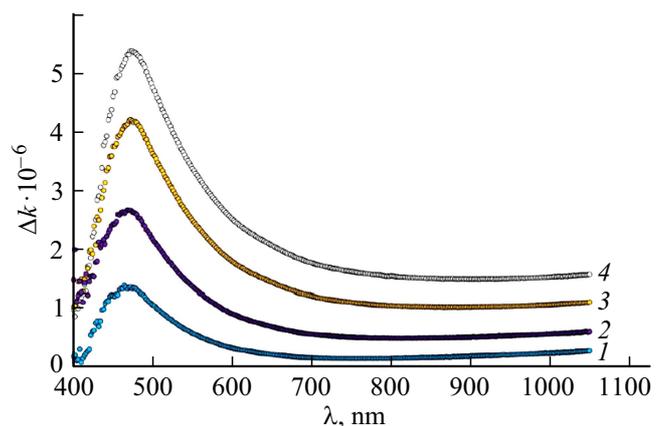


Рис. 3. Спектры дихроизма в магнитной жидкости с концентрацией 0.05% при $H = 5$ (1), 9 (2), 13 (3), 20 kA/m (4).

700–1000 nm и приводит к практически полному исчезновению минимума, наблюдающемуся в этой области в слабых полях.

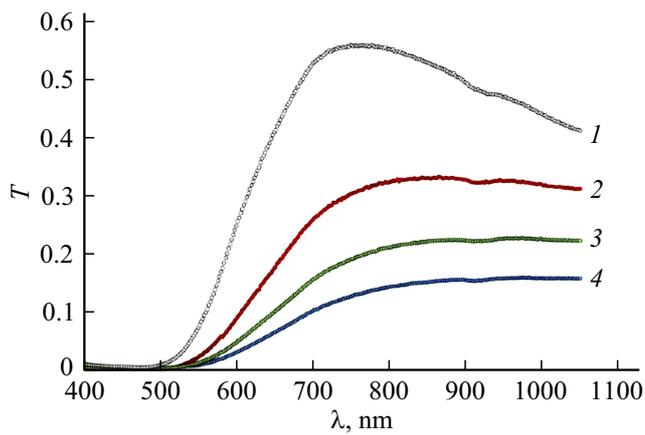


Рис. 4. Влияние температуры на спектры пропускания при воздействии магнитного поля: $H = 0$, $T = 297$ К (1); $H = 26$ кА/м, $T = 285$ К (2), 297 К (3), 313 К (4).

Действие магнитного поля также существенно меняет спектры прозрачности магнитной жидкости. В отсутствие поля спектры пропускания имеют характерный максимум в области 740–750 нм, связанный с особенностями мнимой части спектра показателя преломления магнетита, а также слабо выраженный минимум в области 910–930 нм, который относится к 3-му обертому валентных колебаний метильных (CH_3) и метиленовых (CH_2) групп молекул углеводородов, входящих в состав керосина. При увеличении магнитного поля до 20 кА/м максимальная величина прозрачности уменьшается более чем в 2 раза, и при этом максимум пропускания в области 740–750 нм становится менее выраженным. На рис. 4 показано влияние температуры на спектр пропускания образца с концентрацией 0.05% в магнитном поле. Повышение температуры образца в определенном смысле нивелирует изменения в спектрах, возникающие под действием магнитного поля. С ростом температуры прозрачность образца в магнитном поле частично восстанавливается, а также становится более заметным максимум пропускания в области около 750 нм, являющийся малозаметным при воздействии магнитного поля при комнатной температуре. Понижение температуры ниже комнатной приводит к еще более сильному снижению прозрачности во всем спектральном диапазоне и полному исчезновению максимума прозрачности.

Обсуждение результатов

Интерпретация спектров оптических эффектов в агрегированных магнитных жидкостях может быть построена на основе предположения о различии комплексных показателей преломления наноразмерной частицы магнетита и агрегата таких частиц. В процессе роста размеров агрегата в магнитном поле спектр комплексного показателя преломления агрегата может меняться, что,

безусловно, будет влиять на форму спектров оптических эффектов. При описании оптических характеристик агрегата применима модель эффективной среды [21,22]. При таком подходе агрегат наночастиц представляют однородной сплошной средой с эффективной диэлектрической проницаемостью $\tilde{\epsilon}_a$, которая является комплексной величиной. Так как на оптических частотах магнитная проницаемость агрегата $\mu = 1$, связь между эффективной диэлектрической проницаемостью и комплексным показателем преломления агрегата имеет известный вид $\tilde{\epsilon}_a = \tilde{n}_a^2 = (n_a + ik_a)^2$. Наиболее известные приближения эффективной среды (формулы Максвелла, Максвелла-Гарнета, Бруггемана) для матричных двухфазных систем со сферическими включениями обычно содержат только три параметра: объемную концентрацию включений и диэлектрические проницаемости включения и окружающей среды. При этом эти выражения не содержат размера включений, что ограничивает их применимость для систем, в которых размер включений изменяется. Модификации моделей эффективной среды, учитывающие размер включений, предложены в работах [23,24]. Следуя [24], запишем эффективную диэлектрическую проницаемость агрегата:

$$\epsilon_a = \epsilon_0 + \epsilon_0 \frac{3C_V \alpha}{1 - C_V \alpha} \left\{ 1 + \left[\frac{11i}{10} \left(\frac{2\pi r_a}{\lambda} \right)^2 \text{Im}\alpha + \frac{2i}{3} \left(\frac{2\pi r_a}{\lambda} \right)^3 \text{Re}\alpha \right] \frac{1}{1 - C_V \alpha} \right\},$$

$$\alpha = \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2}, \quad (2)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость среды, окружающей агрегат, r_a — радиус агрегата, C_V — объемная концентрация наночастиц магнетита в агрегате, $m = n_m/n_0$ — относительный показатель преломления. Примем, что объемная концентрация частиц магнетита в агрегате $C_V \approx 33\%$, что соответствует максимальной объемной концентрации наночастиц магнетита в магнитной жидкости, когда она теряет текучесть.

На рис. 5 представлены расчеты спектров действительной и мнимой частей показателя преломления агрегата наночастиц магнетита, рассчитанные по формуле (2) для различных размеров агрегата. Необходимый для расчетов спектр показателя преломления наноразмерного магнетита $n_m(\lambda)$ был взят из [19]. Расчеты показывают, что спектр действительной части показателя преломления мало меняется при увеличении размера агрегата, лишь немного уменьшается и смещается в область длинных волн максимум спектра. Изменения спектров мнимой части показателя преломления гораздо более существенные. В видимой области с ростом размера агрегата расчетная мнимая часть показателя преломления существенно возрастает (более чем в 3 раза в диапазоне 500–700 нм) и, кроме того, при размере агрегата 50 нм и более в мнимой части исчезает характерный минимум в области 750 нм. Как показано

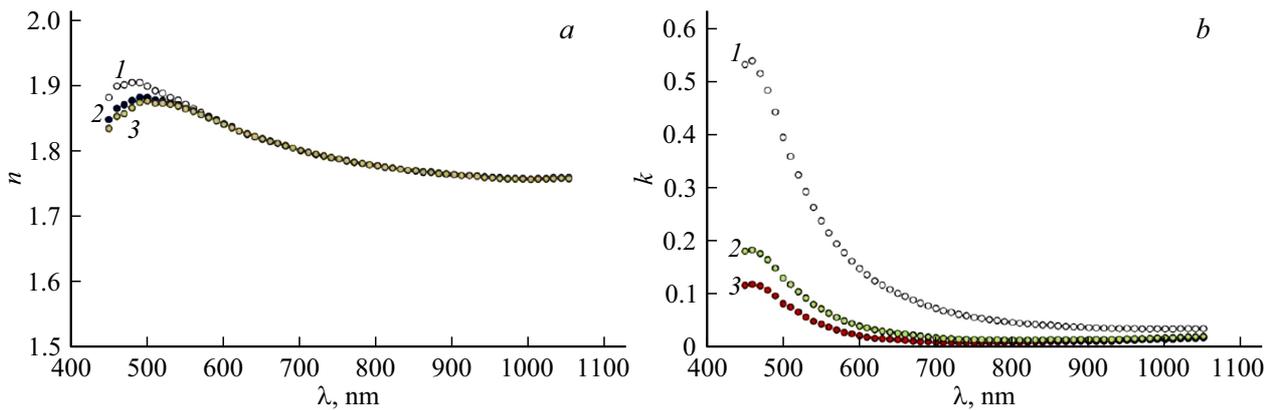


Рис. 5. Результаты расчетов действительной (а) и мнимой (б) частей эффективного показателя преломления агрегатов размером 30 (1), 50 (2), 90 nm (3).

в [25], именно этот минимум определяет наличие в спектре пропускания магнитных жидкостей на основе магнетита сильно выраженного максимума прозрачности в ближней ИК области.

Для определения оптических характеристик агрегатов наночастиц по экспериментальным данным воспользуемся методом [19]. Этот метод основан на измерении спектров ДПП и дихроизма и расчете действительной и мнимой частей показателя преломления коллоидных частиц с использованием формул [19]:

$$\begin{aligned} \Delta n &= C_V \operatorname{Re}(B) \Phi(\sigma, \xi), \\ \Delta k &= C_V \operatorname{Im}(B) \Phi(\sigma, \xi). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь C_V — объемная концентрация частиц, $\Phi(\sigma, \xi)$ — ориентационная функция, B — параметр, определяемый формой и оптическими характеристиками частиц. Ориентационная функция для магнитных частиц и с произвольным значением магнитной анизотропии σ дается выражением [26]:

$$\Phi(\sigma, \xi) = \frac{3}{2} \left[1 - \frac{3L(\xi)}{\xi} \right] \left(\frac{d}{d\sigma} \ln R(\sigma) - \frac{1}{3} \right), \quad (4)$$

где $\xi = \mu_0 m_0 H / kT$, $\sigma = KV / kT$ — отношения энергии частицы в магнитном поле и энергии магнитной анизотропии к тепловой энергии, m_0 и V — магнитный момент и объем частицы соответственно, K — константа, включающая магнитную анизотропию кристалла магнетита и магнитную анизотропию формы частицы. Второй множитель в (4) определяет поправку в ориентационной функции для суперпарамагнитных $\sigma \ll 1$ и магнито жестких $\sigma \gg 1$ однодоменных частиц:

$$\frac{3}{2} \left(\frac{d}{d\sigma} \ln R(\sigma) - \frac{1}{3} \right) = \begin{cases} \frac{2\sigma}{15}, & \sigma \ll 1, \\ 1 - \frac{3}{2\sigma}, & \sigma \gg 1. \end{cases} \quad (5)$$

Оценки σ для частиц магнетита с радиусом 13.7 nm показывают, что они являются преимущественно магнито жесткими $\sigma \approx 70$, поэтому соответствующий множитель в (4) можно считать близким к единице. Аналогичные рассуждения остаются справедливыми и для

агрегатов таких частиц. Единственным параметром в (3), зависящим от отношения показателей преломления материала коллоидной частицы и жидкой дисперсионной среды ($m = n_1/n_0$), является B :

$$\begin{aligned} B &= \frac{1}{2} n_0 (N_{\perp} - N_{\parallel}) \frac{Q^2}{(1 + QN_{\perp})(1 + QN_{\parallel})}, \\ Q &= m^2 - 1. \end{aligned} \quad (6)$$

Коэффициенты N_{\parallel} и N_{\perp} в уравнении (6) — компоненты тензора деполяризации вдоль и перпендикулярно главной оси частицы соответственно. Ориентационная функция $\Phi(\sigma, \xi)$ была измерена по данным полевой зависимости магнитооптического эффекта, нормированной на величину эффекта в состоянии насыщения $\Delta n(H)/\Delta n_s = \Phi(\sigma, \xi)$. Корректное определение величины оптического эффекта в состоянии насыщения вызывает известные экспериментальные сложности, связанные с необходимостью использования магнитных полей очень высокой напряженности около 500 kA/m

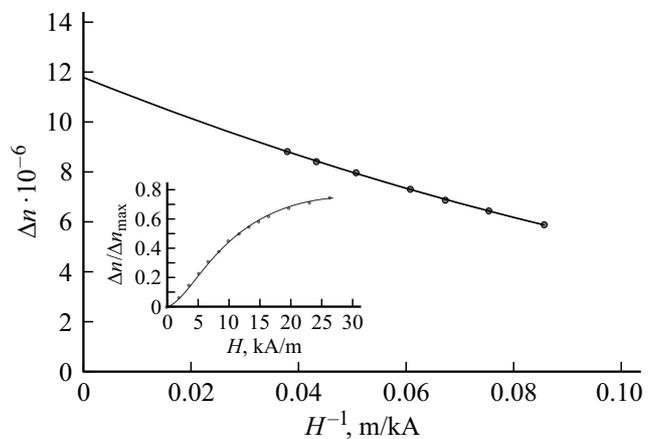


Рис. 6. Определение величины эффекта ДПП в состоянии насыщения. На врезке полевая зависимость ориентационной функции Φ .

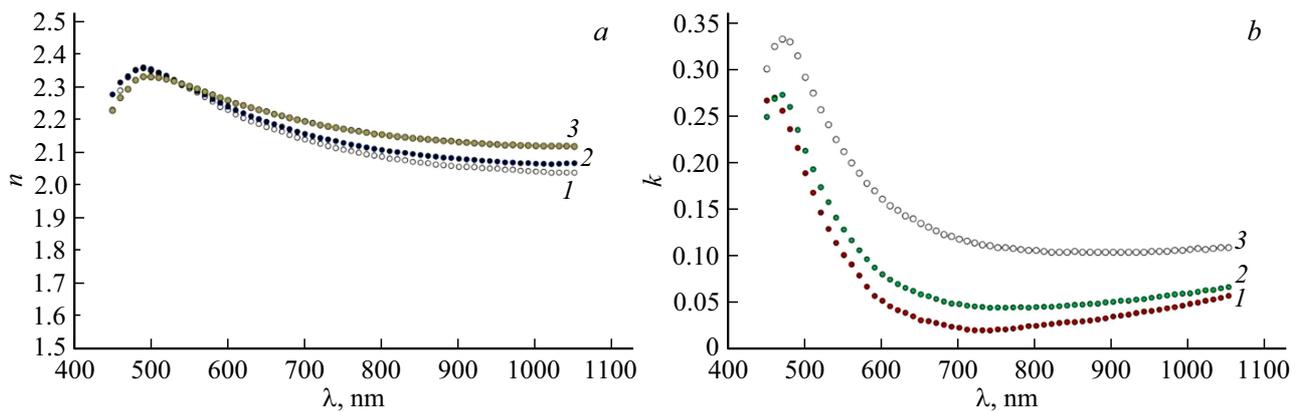


Рис. 7. Спектры действительной и мнимой частей показателя преломления агрегатов наночастиц, рассчитанные на основе спектров эффектов ДЛП и дихроизма, при различных напряженностях магнитного поля: $H = 2$ (1), 6.7 (2), 20 кА/м (3).

и даже более. Для определения Δn_s мы использовали приближение для функции Ланжевена для случая $\xi \gg 1$:

$$1 - \frac{3L(\xi)}{\xi} \approx 1 - \frac{3}{\xi} + \frac{3}{\xi^2}. \quad (7)$$

На рис. 6 представлена зависимость величины эффекта ДЛП от обратной напряженности поля. Аппроксимация зависимости в сравнительно сильных магнитных полях полиномом второго порядка дает возможность определить Δn_s по предельной величине эффекта при $1/H \rightarrow 0$, т.е. в поле очень высокой напряженности.

Вычисление показателя преломления агрегатов наночастиц магнетита для различных длин волн λ_i производилось путем численного решения уравнений:

$$\operatorname{Re} \left(\frac{Q(\lambda_i)^2}{(1 + Q(\lambda_i)N_{\perp})(1 + Q(\lambda_i)N_{\parallel})} \right) = \quad (8)$$

$$\frac{2\Delta n(\lambda_i)}{C_V n_0(\lambda_i)(N_{\perp} - N_{\parallel})\Phi(\sigma, \xi)},$$

$$\operatorname{Im} \left(\frac{Q(\lambda_i)^2}{(1 + Q(\lambda_i)N_{\perp})(1 + Q(\lambda_i)N_{\parallel})} \right) = \quad (9)$$

$$\frac{2\Delta k(\lambda_i)}{C_V n_0(\lambda_i)(N_{\perp} - N_{\parallel})\Phi(\sigma, \xi)},$$

где $\Delta n(\lambda_i)$ и $\Delta k(\lambda_i)$ — экспериментальные значения параметров двойного лучепреломления и дихроизма, измеренные для длины волны λ_i .

На рис. 7 показаны спектры действительной и мнимой частей показателя преломления агрегатов наночастиц, определенные по спектральным зависимостям ДЛП и дихроизма при различных напряженностях постоянного магнитного поля. Полученные спектры оптических параметров агрегатов демонстрируют хорошее согласие с расчетами по модели эффективной среды (рис. 5). В спектре мнимой части показателя преломления с ростом напряженности поля характерный минимум становится менее выраженным. Сопоставление расчетных

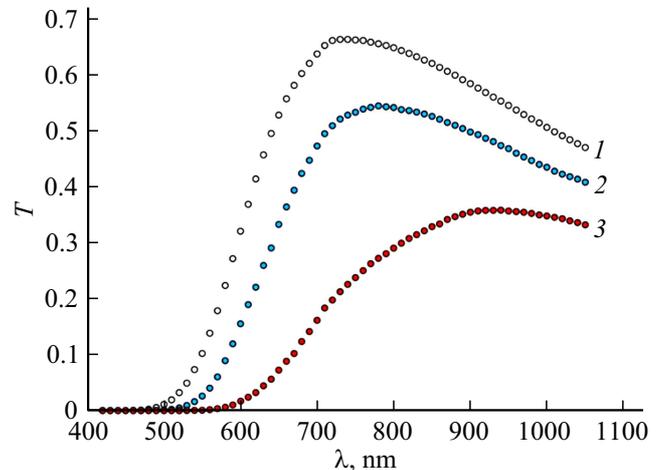


Рис. 8. Результаты расчетов спектров пропускания магнитной жидкости в отсутствие агрегатов наночастиц (1) и с агрегатами размером 50 (2), 90 нм (3).

и полученных на основе экспериментальных данных спектров позволяет сделать вывод о существенном изменении формы спектра показателя преломления агрегата наночастиц магнетита в процессе его роста.

Покажем, что изменение размера агрегата и спектра его показателя преломления могут объяснить особенности спектров пропускания магнитной жидкости при воздействии магнитного поля, представленные на рис. 1. Так как концентрация наночастиц и агрегатов в образцах была небольшой, то для расчетов спектров пропускания можно воспользоваться уравнением Бугера-Ламберта:

$$T(\lambda) = \exp[-(\sigma_0(\lambda)N + \sigma_a(\lambda)N_a)l], \quad (10)$$

где N , N_a , σ_0 , σ_a — числовые концентрации и сечения ослабления света отдельных наночастиц и агрегатов соответственно. В связи с тем, что размеры агрегатов в магнитной жидкости составляют от нескольких десятков до сотен нанометров, то для расчетов сечения ослабления света σ_a нужно использовать не рэлеевское

приближение, а более строгую теорию для частиц с размерами, близкими к длине волны видимого света, — теорию Ми. Также необходимо учесть то, что в процессе агрегирования частиц объемная концентрация магнетита в образце не изменяется. Это приводит к тому, что числовые концентрации отдельных наночастиц и агрегатов связаны соотношениями: $N = (1 - f)N_0$ и $N_a = fN_0r_0^3/r_a^3$, где f — доля частиц, входящих в состав агрегатов (степень агрегированности), r_0 и r_a — радиус отдельной наночастицы и агрегата соответственно, $N_0 = 3C_V/(4\pi r_0^3)$ — числовая концентрация наночастиц в отсутствие агрегатов. На рис. 8 показаны результаты расчетов спектров пропускания по формуле (10) неагрегированной магнитной жидкости и содержащей агрегаты размером 50 и 90 nm. В расчетах принята степень агрегированности частиц 10%. Расчетные спектры демонстрируют очень хорошее качественное согласие с экспериментом (рис. 1). Некоторое количественное отличие величин прозрачности может быть объяснено сравнительной простотой расчетной модели, не учитывающей полидисперсность и полиморфность частиц и агрегатов, а также изменение степени агрегированности частиц в процессе роста агрегатов. Зависимость спектра комплексного показателя преломления от размера агрегатов является причиной изменений спектров пропускания магнитной жидкости с температурой (рис. 4). Как показано в [26], средний размер агрегатов в реальных полидисперсных магнитных коллоидах определяется сложным балансом влияния магнитного поля и температуры. В целом увеличение температуры приводит к уменьшению среднего размера агрегатов, в результате чего спектр пропускания в магнитном поле становится подобным спектру в отсутствие поля. Понижение температуры приводит к обратному эффекту.

Заключение

Образование агрегатов наночастиц магнетита в магнитной жидкости приводит к значительным изменениям спектров оптических эффектов. Одной из наиболее интересных особенностей является изменение формы спектров пропускания магнитной жидкости, сопровождающееся не только уменьшением прозрачности образца в целом, но и исчезновением максимума пропускания в области 740–750 nm. Существенные изменения происходят также в спектре дихроизма агрегативно неустойчивых магнитных жидкостей. В этом случае помимо увеличения дихроизма в длинноволновой области видимого света и ближней ИК области становится невыраженным минимум эффекта. Интерпретация этих особенностей построена на изменении спектров комплексного показателя преломления агрегатов в процессе их роста. Рассчитанные по модели эффективной среды и полученные на основе экспериментальных данных спектры действительной и мнимой частей показателя преломления агрегатов различного размера хорошо согласуются между собой.

Расчет спектров пропускания агрегированных магнитных жидкостей с использованием экспериментальных зависимостей спектра показателя преломления также дает хорошее качественное и количественное согласие с экспериментом. Влияние температуры на спектры пропускания магнитных жидкостей объяснено зависимостью спектров комплексного показателя преломления агрегатов от температуры и их среднего размера.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке государственного задания Минобрнауки России на выполнение научно-исследовательских работ (FSRN-2023-0006).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Э.Я. Блум, М.М. Майоров, А.О. Цеберс. *Магнитные жидкости* (Зинатне, Рига, 1989). [E.Ya. Blums, M.M. Maiorov, A.O. Cebers. *Magnetic Fluids* (Walter de Gruyter, Berlin, 1997)].
- [2] J. Phillip. *Adv. Colloid Interface. Sci.*, **311**, 102810 (2023). DOI: 10.1016/j.cis.2022.102810
- [3] H.W. Davies, J.P. Llewellyn. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **13**, 2327 (1980). DOI: 10.1088/0022-3727/13/12/018
- [4] B.R. Jennings, M. Xu, P.J. Ridler. *Proc. Royal Soc. A.*, **456**, 891. (2000). DOI: 10.1098/rspa.2000.0541
- [5] F. Donatini, S. Neveu, J. Monin. *J. Magn. Magn. Mater.*, **162**, 695 (1996). DOI: 10.1016/0304-8853(96)00083-2
- [6] C.V. Yerin, V.I. Vivchar. *J. Magn. Magn. Mater.*, **498**, 166144 (2020). DOI: 10.1016/j.jmmm.2019.166144
- [7] R.V. Mehta, Rajesh Patel, R.V. Upadhyay. *Phys. Rev. B.*, **74**, 195127 (2006). DOI: 10.1103/PhysRevB.74.195127
- [8] К.В. Ерин. *Опт. и спектр.*, **120** (2), 333 (2016). DOI: 10.7868/S0030403416020094 [K.V. Erin. *Opt. Spectrosc.*, **120** (2), 320 (2016). DOI: 10.1134/S0030400X16020090].
- [9] М.В. Авдеев, В.Л. Аксенов. *Успехи физ. наук*, **180** (10), 1009 (2010). DOI: 10.3367/UFNr.0180.201010a.1009 [M.V. Avdeev, V.L. Aksenov. *Physics-Uspexhi*, **53** (10), 971 (2010). DOI: 10.3367/ufne.0180.201010a.1009].
- [10] R.V. Mehta, R.V. Upadhyay, Rajesh Patel, Premal Trivedi. *J. Magn. Magn. Matter.*, **289**, 36 (2005). DOI: 10.1016/j.jmmm.2004.11.011
- [11] A.O. Ivanov, S.S. Kantorovich. *Phys. Rev. E.*, **70**, 021401 (2004). DOI: 10.1103/PhysRevE.70.021401
- [12] M. Rusanov, V. Zverev, E. Elfimova. *Phys. Rev. E.*, **104**, 044604 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevE.104.
- [13] A.S. Ivanov. *J. Magn. Magn. Mater.*, **441** (10), 620 (2017). DOI: 10.1016/j.jmmm.2017.06.059
- [14] C. Rablau, P. Vaishnava, C. Sudakar, R. Tackett, G. Lawes, R. Naik. *Phys. Rev. E*, **78**, 051502 (2008). DOI: 10.1103/PhysRevE.78.051502
- [15] C.V. Yerin, V.I. Vivchar. *J. Magn. Magn. Mater.*, 171437 (2023). DOI: 10.1016/j.jmmm.2023.171437

- [16] J. Ge, Y. Hu, Y. Yin. *Angewandte Chemie Int. Ed.*, **46** (39), 7428 (2007). DOI: 10.1002/anie.200701992
- [17] J. Philip, V. Mahendran, L.J. Felicia. *J. Nanofluids*, **2**, 112 (2013). DOI: 10.1166/jon.2013.1050
- [18] S. Han, S. Pu, Z. Hao et al. *Opt. Lett.*, **48**, 4504 (2023). DOI: 10.1364/OL.499780
- [19] К.В. Ерин. *Неорг. матер.*, **58** (4), 421 (2022). DOI: 10.31857/S0002337X2204004 [K.V. Yerin. *Inorganic Materials*, **58** (4), 403 (2022). DOI: 10.1134/S0020168522040045].
- [20] К.В. Ерин, В.И. Вивчарь, Е.И. Шевченко. *Изв. РАН. Сер. физ.*, **87** (3), 315 (2023). DOI: 10.31857/S0367676522700557 [C.V. Yerin, V.I. Vivchar, E.I. Shevchenko. *Bull.Russian Acad. Sci.: Phys.*, **87** (3), 272 (2023). DOI: 10.3103/S1062873822701064].
- [21] А.С. Шалин. *Квант. электрон.*, **40** (11), 1004 (2010). [A.S. Shalin. *Quantum Electronics*, **40** (11), 1004 (2010). DOI: 10.1070/QE2010v040n11ABEH014330].
- [22] Л.А. Головань, В.Ю. Тимошенко, П.К. Кашкаров. *УФН*, **177** (6), 619 (2007). DOI: 10.3367/UFNr.0177.200706b.0619 [L.A. Golovan, V.Yu. Timoshenko, P. Kashkarov. *Physics-Uspekhi*, **50** (6), 595 (2007). DOI: 10.1070/PU2007v050n06ABEH006257].
- [23] Б.А. Беляев, В.В. Тюрнев. *ЖЭТФ*, **154** (4(10)), 716 (2018). DOI: 10.1134/S0044451018100036 [B.A. Belyaev, V.V. Tyurnev. *J. Experim. and Theor. Phys.*, **127** (4), 608 (2018). DOI: 10.1134/S1063776118100114].
- [24] C.-A. Guérin, P. Mallet, A. Sentenac. *J. Opt. Soc. Am.*, **A 23**, 349 (2006). DOI: 10.1364/JOSAA.23.000349
- [25] К.В. Ерин, В.И. Вивчарь. *Журн. прикл. спектр.*, **90** (6), 843 (2023). [K.V. Yerin, V.I. Vivchar. *J. Appl. Spectr.*, **90** (6), 1205 (2024). DOI: 10.1007/s10812-024-01654-7].
- [26] А.С. Иванов. *Гидродинамика капельных агрегатов и немагнитных тел, погруженных в магнитную жидкость*. Автореф. дис. д-ра физ.-мат. наук (ИМСС УрО РАН, Пермь, 2023). URL: https://permsc.ru/images/docs/disser/D.004.036.01/Ivanov_AS/abstract_ias.pdf