

# МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АНСАМБЛЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЭЛЛИПСОИДАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

*А. Ф. Пшеничников\*, П. А. Соснин*

*Институт механики сплошных сред Уральского отделения Российской академии наук  
614013, Пермь, Россия*

Поступила в редакцию 29 января 2002 г.

Аналитически исследовано магнитное двойное лучепреломление в разбавленной суспензии диэлектрических эллипсоидальных частиц, взвешенных в магнитной жидкости. Длинные оси частиц стремятся выстроиться по полю из-за разницы в «размагничивающих» коэффициентах вдоль и поперек эллипсоида, что приводит к многократному усилению оптической анизотропии системы. Получены формулы, описывающие полевую зависимость намагниченности системы и разности показателей преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей. Показано, что при объемной концентрации примесных частиц в несколько процентов намагниченность системы изменяется несущественно, в то время как сигнал двойного лучепреломления может усилиться на два порядка.

PACS: 78.20.L, 82.70.D

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитные жидкости (жидкие ферроколлоиды), представляющие собой устойчивые коллоидные растворы однодоменных феррочастиц с характерным размером около 10 нм, в отсутствие внешнего магнитного поля являются оптически однородными. Однако под действием внешнего поля они приобретают свойства одноосного кристалла с очень сильной (по сравнению с обычными жидкостями) оптической анизотропией. Так, в магнетитовых коллоидах с объемной концентрацией частиц в несколько процентов постоянная Коттона–Мутона оказывается на 6–7 порядков больше, чем в жидких парамагнетиках. Аномально большое значение этой постоянной является основной причиной повышенного интереса исследователей к двойному лучепреломлению (ДЛП) в магнитных жидкостях. Оно исследовалось в целом ряде теоретических и экспериментальных работ [1–12]. К настоящему времени общепризнанной считается точка зрения, согласно которой причиной ДЛП в магнитных жидкостях является анизометричность частиц — слабое отклонение формы коллоидных частиц от сферической [1].

Преимущественная ориентация длинных осей частиц вдоль магнитного поля приводит к появлению разности показателей преломления лучей, поляризованных вдоль и поперек поля, и делает коллоидный раствор оптически анизотропным.

Несмотря на аномально высокое значение постоянной Коттона–Мутона, интегральный эффект ДЛП в магнитных жидкостях оказывается достаточно слабым, так как эксперименты по ДЛП проводятся либо с разбавленными растворами, либо с тонкими (десятые и сотые доли мм) слоями магнитной жидкости. В связи с этим обстоятельством представляет интерес проблема усиления эффекта. На первый взгляд может показаться, что задача решается простым увеличением среднего размера коллоидных частиц. Действительно, в слабых полях разность показателей преломления возрастает с увеличением размера частицы как куб ее объема [12], поэтому даже двукратное увеличение диаметра частиц может усилить сигнал ДЛП на два–три порядка. Проблема, однако, в том, что даже гораздо меньшее увеличение размеров частиц приводит к образованию агрегатов и термодинамической неустойчивости коллоида. Параметр агрегирования  $\lambda$  (т. е. отношение энергии диполь–дипольных взаимодействий

\*E-mail: pshenichnikov@icmm.ru

к тепловой) быстро растет с увеличением размера частицы, и при  $\lambda > 3$  коллоидный раствор расслаивается на слабо и сильно концентрированные фазы [13–17]. В растворе образуются так называемые капельные агрегаты — капли конденсированной фазы с характерным размером в несколько десятков микрон, хорошо видимые в обычный оптический микроскоп [15, 18, 19]. Возникновение капельных агрегатов аналогично образованию тумана во влажном воздухе. Оно нарушает однородность раствора на мезоскопическом уровне и вызывает сильное дифракционное рассеяние света. Упомянутый выше средний размер однодоменных частиц, около 10 нм, является оптимальным в том смысле, что обеспечивает как термодинамическую устойчивость магнитной жидкости, так и достаточно высокую магнитную проницаемость. В данной работе обсуждается другой способ повышения оптической анизотропии коллоида — введение в него достаточно крупных (по сравнению с однодоменными) немагнитных эллипсоидальных частиц. Длинные оси примесных частиц стремятся выстроиться вдоль магнитного поля из-за разницы в «размагничивающих» коэффициентах вдоль и поперек оси эллипсоида, что и усиливает оптическую анизотропию системы. Ниже исследованы магнитные и оптические свойства такого бинарного коллоидного раствора.

В общем случае свойства исследуемой системы определяются взаимодействием однодоменных частиц с внешним магнитным полем, количеством и формой примесных частиц, межчастичными взаимодействиями и интенсивностью броуновского движения. В данной работе задача решена в «одночастичном» приближении, в рамках которого взаимодействия между примесными частицами не учитываются. Магнитная жидкость рассматривается как сплошная среда с известной магнитной восприимчивостью. Диполь-дипольные взаимодействия магнитных частиц учитываются при этом косвенно и в той степени, в какой они влияют на магнитную восприимчивость несущей (магнитной) жидкости. Разумеется, примесные частицы также будут взаимодействовать между собой, но можно надеяться, что при достаточно малой концентрации этих частиц энергия взаимодействия будет существенно меньше, чем в случае с однодоменными частицами. Согласно данным работ [20, 21], одночастичное приближение вполне удовлетворительно описывает свойства магнитных жидкостей, если объемная доля однодоменных частиц в коллоидном растворе не превышает нескольких процентов. Подобное же ограничение следует наложить и на рассматриваемую здесь «би-

нарную» систему, но уже по отношению к примесным немагнитным частицам.

## 2. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

Пусть в однородной магнитной жидкости равномерно распределены немагнитные примесные частицы, имеющие форму вытянутых эллипсоидов вращения с полуосями  $b, b, a$  ( $a > b$ ). Выделим одну из таких частиц и найдем магнитное поле внутри и в окрестности частицы. Поместим в центре этой частицы начало локальной системы координат  $x'y'z'$  так, что ось  $z'$  направлена вдоль главной оси симметрии частицы (рис. 1). Внешнее магнитное поле  $\mathbf{G} = (G_x, G_y, G_z)$  однородно. Решение магнито-статической задачи для эллипсоидальной полости в однородном по восприимчивости магнетике хорошо известно (например, [22, 23]). Выпишем здесь только существенные для дальнейшего рассмотрения результаты (в дальнейшем, формулы (1)–(4)), относящиеся к случаю линейной связи между индукцией  $\mathbf{B}$  и напряженностью  $\mathbf{H}$ . Уравнения Максвелла  $\text{rot } \mathbf{H} = 0$ ,  $\text{div } \mathbf{B} = 0$  приводят к краевой задаче для магнито-статического потенциала  $\Delta\phi = 0$  со стандартными граничными условиями — непрерывностью нормальных компонент индукции и тангенциальных компонент напряженности на поверхности частицы. Кроме того, магнито-статический потенциал на больших расстояниях от частицы должен совпадать с потенциалом однородного поля  $\mathbf{G}$ . Решение

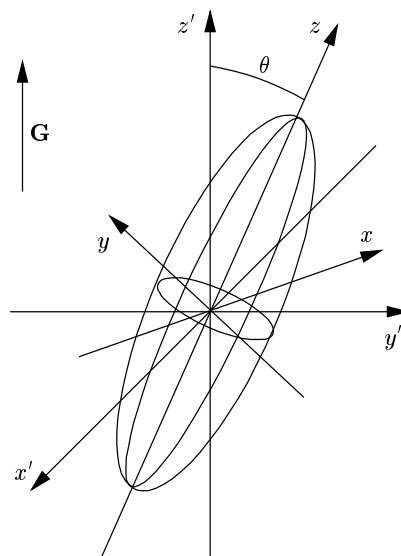


Рис. 1. Эллипсоидальная частица во внешнем поле. Системы координат

для потенциала удобно записать в координатах  $\eta, \psi, \gamma$  вытянутого сфероида, связанных с декартовыми координатами  $x, y, z$  локальной системы координат соотношениями

$$\begin{aligned} x &= c \operatorname{sh} \eta \sin \psi \cos \gamma, & y &= c \operatorname{sh} \eta \sin \psi \sin \gamma, \\ z &= c \operatorname{ch} \eta \cos \psi, \end{aligned}$$

где  $c^2 = a^2 - b^2$ . Это решение имеет следующий вид для области соответственно внутри и вне частицы:

$$\begin{aligned} \phi_{int} &= -cP_1^1(\operatorname{ch} \eta)P_1^1(\cos \psi) \times \\ &\times (H_1 \cos \gamma + H_2 \sin \gamma) - \\ &- cH_3P_1(\operatorname{ch} \eta)P_1(\cos \psi), \\ \phi_{out} &= -cP_1^1(\operatorname{ch} \eta)P_1^1(\cos \psi) \times \\ &\times (G_x \cos \gamma + G_y \sin \gamma) - \\ &- cG_zP_1(\operatorname{ch} \eta)P_1(\cos \psi) + \\ &+ \frac{1}{c^2}Q_1^1(\operatorname{ch} \eta)P_1^1(\cos \psi)(M_1 \cos \gamma + M_2 \sin \gamma) + \\ &+ \frac{M_3}{c^2}Q_1(\operatorname{ch} \eta)P_1(\cos \psi). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $P_l^m, Q_l^m$  — функции Лежандра первого и второго родов соответственно, константы  $H_1, H_2, H_3, M_1, M_2, M_3$  выражаются через компоненты внешнего поля  $\mathbf{G}$ :

$$\begin{aligned} H_1 &= \frac{2\mu G_x}{\mu_t}, & H_2 &= \frac{2\mu G_y}{\mu_t}, & H_3 &= \frac{2\mu G_z}{\mu_n}, \\ M_1 &= \frac{3V(\mu-1)}{4\pi\mu_t}G_x, & M_2 &= \frac{3V(\mu-1)}{4\pi\mu_t}G_y, \\ M_3 &= -\frac{3V(\mu-1)}{4\pi\mu_n}G_z, \end{aligned} \quad (2)$$

$V = 4\pi ab^2/3$  — объем частицы,

$$\mu_t = \mu + 1 + \kappa(\mu - 1), \quad \mu_n = \mu - \kappa(\mu - 1), \quad (3)$$

$\mu$  — магнитная проницаемость несущей жидкости,  $\kappa$  — размагничивающий фактор вдоль длинной оси эллипсоидальной частицы с эксцентриситетом

$$e = \sqrt{1 - \frac{b^2}{a^2}}.$$

Согласно [22], размагничивающий фактор вытянутого эллипсоида вращения равен

$$\kappa = \frac{1 - e^2}{e^2} \left( \frac{1}{2e} \ln \frac{1+e}{1-e} - 1 \right). \quad (4)$$

Из (1), (2) следует, что магнитное поле внутри частицы однородно, а константы  $H_1, H_2, H_3$  есть не что иное как компоненты этого поля в локальной

системе координат. Что касается поля  $\mathbf{H}$ , индуцированного немагнитной частицей во внешней среде дополнительно к  $\mathbf{G}$ , то оно эквивалентно полю, которое создавалось бы однородно намагниченной («диамагнитной») частицей с суммарным магнитным моментом

$$\mathbf{m} = -\frac{V\mu(\mu-1)}{2\pi\mu_t} \left( G_x, G_y, \frac{\mu_t}{2\mu_n}G_z \right), \quad (5)$$

определенным относительно локальной системы координат. Это выражение позволяет оценить характерную энергию  $W$  взаимодействия между примесными частицами и соответствующий безразмерный параметр, определяющий степень влияния этих взаимодействий на свойства системы. Очевидно, что наибольший эффект следует ожидать в магнитных жидкостях с высокой проницаемостью ( $\mu \gg 1$ ). В этом случае

$$\lambda = \frac{W}{kT} \approx \frac{\mu\rho VG^2}{4\pi^2 kT},$$

где  $\rho = Vn$  — объемная доля примесных частиц в коллоидном растворе,  $n$  — числовая плотность частиц. В типичных для лабораторного эксперимента условиях  $\mu \leq 10, \rho \approx 10^{-2}, G \leq 10$  Э и  $\lambda \leq 10^{-2}$ . Таким образом, взаимодействие между примесными частицами оказывается несущественным, и используемое здесь одночастичное приближение вполне оправдано.

Выражение (5) позволяет также найти поправку к намагниченности системы, связанную с присутствием примесных частиц:

$$\Delta M = \langle m_{\parallel} \rangle n,$$

где  $m_{\parallel}$  — проекция момента (5) на направление внешнего поля. Очевидно, что эта добавка отрицательная. Для ее вычисления введем сферические углы  $\theta, \varphi$ , определяющие направление длинной оси частицы относительно лабораторной системы координат с осью  $z'$ , направленной вдоль поля  $\mathbf{G}$ . В этом случае матрица перехода от лабораторной декартовой системы координат к локальной системе, связанной с частицей, будет иметь вид

$$\alpha = \begin{pmatrix} \cos \theta \cos \varphi & \cos \theta \sin \varphi & -\sin \theta \\ -\sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ \sin \theta \cos \varphi & \sin \theta \sin \varphi & \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Обратная матрица в силу ортогональности преоб-

разования совпадает с транспонированной. Искомая поправка к намагниченности будет равна

$$\Delta \mathbf{M} = \left( 0, 0, -\frac{\rho\mu(\mu-1)(4\mu_n + \mu_t)}{12\pi\mu_n\mu_t} \times \right. \\ \left. \times G \left( 1 - \frac{2(2\mu_n - \mu_t)}{4\mu_n + \mu_t} S \right) \right), \quad (7)$$

где скалярный параметр порядка

$$S = \frac{3\langle \cos^2 \theta \rangle - 1}{2}$$

является мерой упорядочения длинных осей примесных частиц. Отметим здесь, что выражение (5) для эффективного магнитного момента может быть получено также из вариации свободной энергии, связанной с внесением эллипсоидальной частицы в магнитную жидкость. Процедура вычислений аналогична той, что использована в [22] для жидких диэлектриков и сферических частиц.

В пределе слабых полей распределение длинных осей примесных частиц изотропно и  $\langle \cos^2 \theta \rangle = 1/3$ . Отсюда легко находится поправка к начальной восприимчивости магнитной жидкости, легированной эллипсоидальными частицами,

$$\Delta\chi = -\frac{\rho\mu(\mu-1)(4\mu_n + \mu_t)}{12\pi\mu_n\mu_t}. \quad (8)$$

В случае сферических частиц ( $\kappa = 1/3$ ) формула (8) совпадает с известным выражением для диэлектрической проницаемости смеси [22]. Для эллипсоидальных частиц поправка  $\Delta\chi$  к восприимчивости увеличивается по модулю, но ее зависимость от эксцентриситета оказывается очень слабой и проявляется только в концентрированных магнитных жидкостях с высокой проницаемостью. При переходе от сферических частиц к иглообразным ( $\kappa \rightarrow 0$ ) величина  $\Delta\chi$  увеличивается примерно на 10%. В целом, относительное уменьшение начальной восприимчивости системы за счет примесных частиц имеет порядок

$$\frac{4\pi\Delta\chi}{\mu-1} \approx \frac{3\rho\mu}{2\mu+1},$$

и при малой концентрации примесных частиц мало по сравнению с единицей. Как говорилось выше, в рамках одночастичного приближения объемная доля  $\rho$  примесных частиц считается малой величиной.

Расчет намагниченности системы, справедливый для произвольного поля, требует вычисления потенциальной энергии частицы. Проще всего это сделать, рассмотрев виртуальный поворот частицы на

малый угол  $\delta\omega$ . Работа, совершенная полем при таком повороте, должна компенсироваться уменьшением потенциальной энергии  $U$  частицы:

$$\delta U = \mathbf{K}\delta\omega,$$

где  $\mathbf{K}$  — суммарный механический момент, действующий на частицу. Механический момент вычисляется через тензор напряжений  $\sigma_{lk}$  в намагничивающей среде [22], который записан ниже в предположении линейной связи между восприимчивостью магнитной жидкости и концентрацией магнитной фазы

$$K_i = \oint e_{ijl} r_j \sigma_{lk} n_k ds, \quad \sigma_{ik} = -\frac{H^2}{8\pi} \delta_{ik} + \frac{\mu H_i H_k}{4\pi}. \quad (9)$$

Здесь  $e_{ijl}$  — антисимметричный псевдотензор Леви-Чивита,  $\mathbf{n}$  — единичный вектор внешней нормали. Интегрирование локальных моментов по внешней поверхности эллипсоидальной частицы с длинной осью в плоскости  $xz$  приводит к следующему выражению для компонент полного механического момента

$$K_x = 0, \\ K_y = -\frac{V}{8\pi} \frac{\mu(\mu-1)^2(1-3\kappa)}{\mu_n\mu_t} G^2 \sin(2\theta), \quad (10) \\ K_z = 0.$$

Вращая частицу вокруг оси  $y$  и интегрируя (10) по полярному углу, находим искомое выражение для потенциальной энергии примесной частицы

$$U = U_0 - \frac{V}{8\pi} \frac{\mu(\mu-1)^2(1-3\kappa)}{\mu_n\mu_t} G^2 \cos^2 \theta.$$

Здесь  $U_0$  — часть потенциальной энергии, не зависящая от ориентации частицы относительно внешнего поля. Очевидно, что для сферических частиц ориентационная добавка  $\Delta U = U - U_0$  к энергии равна нулю.

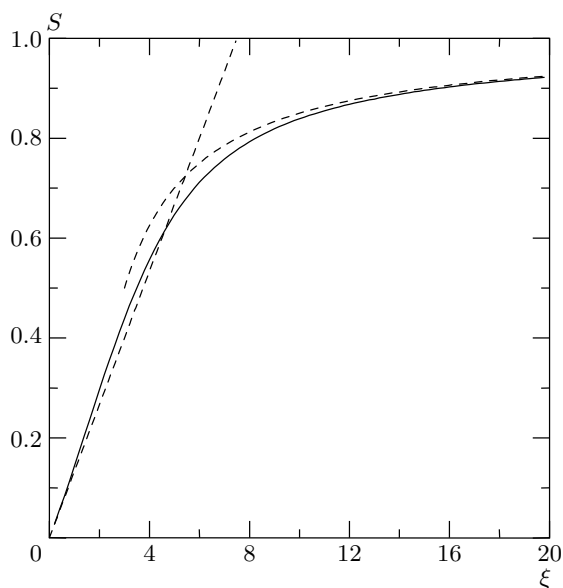
Введем далее в рассмотрение равновесную одночастичную функцию распределения для ориентаций длинных осей примесных частиц

$$f(\cos \theta) = C \exp\left(-\frac{\Delta U}{kT}\right) = C \exp(\xi \cos^2 \theta), \quad (11)$$

где  $\xi$  — отношение характерной энергии взаимодействия примесной частицы с внешним полем к тепловой энергии,

$$\xi = \frac{V\mu(\mu-1)^2(1-3\kappa)G^2}{8\pi\mu_n\mu_t kT}. \quad (12)$$

Этот параметр можно рассматривать как аналог параметра Ланжевена для суперпарамагнитных частиц, но, в отличие от последнего, величина  $\xi$  растет



**Рис. 2.** Параметр порядка в зависимости от внешнего поля. Штриховые линии соответствуют асимптотикам (14), (15) в пределах, соответственно, слабых и сильных полей

с полем не по линейному, а по квадратичному закону. Нормировочная константа  $C$  и параметр порядка  $S(\xi)$  выражаются при этом через интегралы Досона:

$$C^{-1} = \int_0^1 \exp(\xi x^2) dx, \tag{13}$$

$$S(\xi) = \frac{1}{2} \left( \frac{3}{C} \int_0^1 x^2 \exp(\xi x^2) dx - 1 \right).$$

Зависимость параметра порядка  $S$  от внешнего поля приведена на рис. 2. В слабых полях ( $\xi \ll 1$ ) распределение длинных осей частиц близко к изотропному, параметр  $S$  растет с увеличением напряженности поля по квадратичному закону

$$S \approx \frac{2\xi}{15}. \tag{14}$$

Как видно из рисунка, формула (14), полученная путем разложения (13) в ряд по степеням  $\xi$ , хорошо аппроксимирует зависимость  $S(\xi)$  вплоть до  $\xi \approx 1$ . В сильных полях ( $\xi \gg 1$ ) параметр порядка асимптотически приближается к единице

$$S \approx 1 - \frac{1.5}{\xi}. \tag{15}$$

Из (7), (14), (15) нетрудно увидеть, что относительная поправка к намагниченности системы, связан-

ная с введением в коллоид примесных частиц, уменьшается с увеличением поля.

Существенная ориентация эллипсоидальных частиц происходит в полях, для которых ориентационная часть энергии сопоставима с тепловой:  $\xi \approx 1$ . Оценим величину этих полей применительно к эллипсоидальным частицам с отношением полуосей  $1/3$  ( $\kappa \approx 0.1$ ) и объемом порядка  $10^{-15}$  см<sup>3</sup>. Характерный размер таких эллипсоидов на порядок выше характерного размера однодоменных магнитных частиц, что является, по нашему мнению, достаточным основанием для сделанной ранее аппроксимации магнитной жидкости сплошной средой. Учитывая, что начальная проницаемость концентрированных магнитных жидкостей  $\mu \approx 10$ , а температура близка к комнатной, получаем  $G \approx 10$  Э. Такие поля можно назвать слабыми в том смысле, что они соответствуют линейному участку кривой намагничивания ферроколлоидов [20]. Это означает, что принятое нами предположение о линейной связи между напряженностью и индукцией поля хорошо выполняется в реальных условиях.

Увеличение размеров примесных частиц приводит к увеличению параметра  $\xi$  и повышает чувствительность системы к внешнему полю. Это увеличение, однако, имеет очевидный предел, связанный с формированием больцмановского распределения частиц по высоте и седиментационным расслоением системы в поле тяжести. Во всяком случае, для предотвращения сильного расслоения системы вертикальный размер ячейки с коллоидным раствором должен быть существенно меньше характерной толщины  $h^*$  «атмосферы» из примесных частиц  $h^* = kT/V\Delta\rho^*g$ , где  $\Delta\rho^*$  — разность плотностей магнитной жидкости и частицы. При фиксированном объеме частицы уменьшение  $\Delta\rho^*$  является единственным способом подавления седиментационных эффектов. Для магнитной жидкости на основе жидких углеводородов и полимерных примесных частиц разность плотностей может быть подобрана достаточно малой ( $\Delta\rho^* \approx 0.1$  г/см<sup>3</sup>). В этом случае при указанном выше объеме частицы  $V \approx 10^{-15}$  см<sup>3</sup> получаем  $h^* \approx 4$  мм.

### 3. ДВОЙНОЕ ЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ

Рассмотрим, следуя [1], распространение плоской электромагнитной волны через неограниченный объем магнитной жидкости, по которому однородно распределены немагнитные эллипсоидальные частицы. Несущую среду (магнитную жидкость) и при-

месные частицы считаем непроводящими средами. В общем случае магнитные жидкости характеризуются сильным поглощением света, но в красной и ближней инфракрасной области спектра (с длиной волны от 0.6 мкм до 1.2 мкм) поглощение очень слабое [24]. Ниже мы будем иметь в виду именно эту область спектра: эффекты, связанные с поглощением света, не учитываются. Кроме того, для указанного диапазона частот магнитная проницаемость суспензии частиц с хорошей точностью может быть принята равной единице. Так как линейные размеры частиц малы по сравнению с длиной волны, то можно полагать, что каждая из этих частиц находится в однородном электрическом поле. Напряженность  $\mathbf{E}^{(i)}$  и индукцию  $\mathbf{D}^{(i)}$  электрического поля внутри частицы выразим через внешнее поле  $\mathbf{E}$ , используя известные соотношения [22] и материальное уравнение  $\mathbf{D}^{(i)} = \varepsilon_1 \mathbf{E}^{(i)}$ :

$$\begin{aligned} \varepsilon_0 E_x^{(i)} + 0.5(1 - \kappa) (D_x^{(i)} - \varepsilon_1 E_x^{(i)}) &= \varepsilon_0 E_x, \\ \varepsilon_0 E_y^{(i)} + 0.5(1 - \kappa) (D_y^{(i)} - \varepsilon_1 E_y^{(i)}) &= \varepsilon_0 E_y, \\ \varepsilon_0 E_z^{(i)} + \kappa (D_z^{(i)} - \varepsilon_1 E_z^{(i)}) &= \varepsilon_0 E_z. \end{aligned} \quad (16)$$

Отметим здесь, что электро- и магнитоэлектрические задачи полностью эквивалентны, а коэффициенты деполяризации вдоль и поперек длинной оси эллипсоида совпадают с соответствующими размагничивающими коэффициентами (см., например, формулу (4)). Метод вычисления диэлектрической проницаемости суспензии, предложенный в [22] и использованный в [1] для магнитной жидкости, применим и в нашем случае. Диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon$  разбавленной суспензии определяется соотношением между полями индукции  $\mathbf{D}$  и напряженности  $\mathbf{E}$  электрического поля, усредненными по объему, размеры которого много больше объема примесной частицы

$$\langle D_k \rangle = \varepsilon_{kl} \langle E_l \rangle.$$

В интеграле

$$\frac{1}{V} \int (D_k - \varepsilon_0 E_k) dV \equiv \langle D_k \rangle - \varepsilon_0 \langle E_k \rangle,$$

взятом по объему, содержащему  $N$  примесных частиц, подинтегральное выражение отлично от нуля только внутри примесных частиц (окружающая среда полагается сплошной). Поэтому указанный интеграл должен быть пропорционален числу частиц  $N$  и, так как поле внутри каждой частицы однородно, равен

$$\langle D_k \rangle - \varepsilon_0 \langle E_k \rangle = \rho (\varepsilon_1 - \varepsilon_0) \langle E_k^{(i)} \rangle,$$

где  $\langle \mathbf{E}^{(i)} \rangle$  — среднее поле, действующее внутри примесных частиц. Усредняя поля  $E_k^{(i)}$ , определяемые соотношениями (16), с функцией распределения (11), находим главные значения тензора диэлектрической проницаемости суспензии:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\perp} &= \varepsilon_0 \times \\ &\times \left\{ 1 + \frac{\rho\beta}{3} \left[ 1 + \frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_0)(3\kappa - 1)}{6\varepsilon_0 + (\varepsilon_1 - \varepsilon_0)(1 + 3\kappa)} S \right] \right\}, \\ \varepsilon_{\parallel} &= \varepsilon_0 \times \\ &\times \left\{ 1 + \frac{\rho\beta}{3} \left[ 1 - \frac{2(\varepsilon_1 - \varepsilon_0)(3\kappa - 1)}{6\varepsilon_0 + (\varepsilon_1 - \varepsilon_0)(1 + 3\kappa)} S \right] \right\}, \\ \beta &= \frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_0) [6\varepsilon_0 + (\varepsilon_1 - \varepsilon_0)(1 + 3\kappa)]}{3 [\varepsilon_0 + \kappa(\varepsilon_1 - \varepsilon_0)] [2\varepsilon_0 + (\varepsilon_1 - \varepsilon_0)(1 - \kappa)]}. \end{aligned} \quad (17)$$

Здесь  $\varepsilon_{\parallel}$ ,  $\varepsilon_{\perp}$  — диэлектрические проницаемости для световой волны, поляризованной вдоль и перпендикулярно направлению внешнего магнитного поля. С точностью до членов, линейных по концентрации  $\rho$  примесных частиц, разность соответствующих показателей преломления равна

$$\begin{aligned} \Delta n &= n_{\parallel} - n_{\perp} = \frac{\rho S(\xi)}{2} \times \\ &\times \frac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_0)^2 (1 - 3\kappa) \sqrt{\varepsilon_0}}{[\varepsilon_0 + \kappa(\varepsilon_1 - \varepsilon_0)] [2\varepsilon_0 + (\varepsilon_1 - \varepsilon_0)(1 - \kappa)]}. \end{aligned} \quad (18)$$

Общая структура формулы (18) близка к структуре формул, описывающих двойное лучепреломление в магнитных жидкостях [1, 7]. Разница, однако, в том, что, в отличие от однодоменных магнитных частиц, примесные частицы не имеют собственного магнитного момента. В магнитных жидкостях степень упорядочения длинных осей однодоменных эллипсоидальных частиц определяется не только внешним полем, но и энергией магнитной анизотропии частицы. Длинная ось эллипсоида флуктуирует относительно магнитного момента, если энергия магнитной анизотропии мала или сопоставима с тепловой. Наведенный «диамагнитный» момент примесных частиц определяется напряженностью внешнего поля, размерами и ориентацией частицы и свойствами окружающей среды — магнитной жидкости. Указанные различия приводят к тому, что полевая зависимость сигнала в двух рассматриваемых случаях описывается разными, хотя и качественно похожими функциями. В сильных полях сигнал, связанный с примесными частицами, достигает насыщения значительно быстрее, чем сигнал, связанный с магнитными частицами. В слабых полях разность показателей преломления  $\Delta n$  для бинарной системы растет с увеличением напряженности поля по

квадратичному закону так же, как и в магнитных жидкостях (см. также формулы (12), (14)), но характерная величина этой разности имеет другой порядок.

Проведем оценку величины  $\Delta n$ . Как видно из формулы (18), она очень сильно зависит от разности диэлектрических проницаемостей  $\Delta\epsilon = \epsilon_1 - \epsilon_0$ , т. е. от выбора магнитной жидкости и материала примесных частиц. Диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_0$  магнитных жидкостей на основе магнетита в области оптических частот увеличивается с 2.2 до 2.6 по мере увеличения концентрации твердой фазы [24]. Проницаемость  $\epsilon_1$  примесной частицы определяется ее материалом и варьируется от 2.2 для некоторых полимеров до семи единиц для слюды и ситаллов. Взяв для оценки  $\Delta\epsilon = 2$  и  $G = 10$  Э, для суспензии с объемной долей частиц  $\rho = 0.01$  получим  $\Delta n \approx 3 \cdot 10^{-4}$ . Эта величина на два порядка выше той, которая может быть определена из опытов по двойному лучепреломлению с типичными магнитными жидкостями на основе магнетита и жидких углеводов [12].

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, мы исследовали магнитооптические свойства бинарного коллоидного раствора — ансамбля эллипсоидальных диэлектрических частиц, взвешенных в магнитной жидкости. В отличие от однодоменных магнитных частиц, примесные частицы не имеют собственного магнитного момента. Их наведенный «диамагнитный» момент определяется размерами примесной частицы, параметрами окружающей среды (магнитной жидкости) и напряженностью внешнего поля. Внешнее магнитное поле оказывает ориентирующее действие на примесные частицы из-за разницы в значениях продольного и поперечного «размагничивающих» коэффициентов, что и приводит к усилению оптической анизотропии. Задача решена в одночастичном приближении: объемная концентрация примесных частиц мала (порядка  $10^{-2}$ ), поэтому эффекты, связанные с межчастичными взаимодействиями, не учитываются. Магнитная жидкость рассматривается при этом как сплошная среда с известной магнитной восприимчивостью. Диполь-дипольные взаимодействия магнитных частиц учитываются косвенно и в той степени, в какой они влияют на магнитную восприимчивость несущей (магнитной) жидкости. В рамках сделанных предположений получены формулы, описывающие полевую зависимость намагниченности системы и

разности показателей преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей. Основной результат работы — демонстрация многократного усиления оптической анизотропии системы за счет примесных частиц. При объемной концентрации примесных частиц в несколько процентов намагниченность системы изменяется несущественно, в то время как сигнал двойного лучепреломления в слабых полях может усиливаться на два порядка.

Нам не известно пока ни одной попытки синтеза систем, аналогичных по свойствам исследованному здесь двойному коллоидному раствору. Ясно, что подобная задача представляет собой достаточно серьезную проблему, связанную с выбором материала частиц и технологией их приготовления. По нашему мнению, в качестве примесных частиц можно было бы попробовать использовать стержнеобразные антиферромагнитные частицы гетита ( $\alpha$ -FeOОН). Водные суспензии подобных частиц были исследованы недавно в работах [25, 26]. В частности, в [26] была получена устойчивая суспензия частиц со средней длиной 150 нм, шириной 25 нм и толщиной около 10 нм. В нулевом поле в суспензии наблюдался переход в нематическую фазу при  $\rho = 0.085$ . При меньших концентрациях суспензия была оптически изотропна. Наведенная анизотропия наблюдалась в полях порядка  $10^2$  Э и выше. Таким образом, диапазон концентраций и полей, соответствующих изотропной суспензии частиц гетита, хорошо согласуется с областью применимости полученных здесь формул. Что касается выбора стабилизатора, предотвращающего коагуляцию частиц в магнитных коллоидах, то он, по-видимому, должен быть одним и тем же, как для однодоменных, так и для примесных частиц. Для ферроколлоидов на основе жидких углеводов таким стабилизатором служит обычно олеиновая кислота.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 01-02-17839) и Фонда гражданских исследований и развития для стран СНГ (CRDF), грант № PE-009-0.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Н. Скибин, В. В. Чеканов, Ю. Л. Райхер, ЖЭТФ **22**, 949 (1977).
2. C. F. Hayes and S. R. Hwang, J. Coll. Interf. Sci. **60**, 443 (1977).
3. P. C. Sholten, IEEE Trans. Magn. **16**, 221 (1980).

4. S. Taketomi, Jap. J. Appl. Phys. **22**, 1137 (1983).
5. J.-C. Vazri, R. Perzynski, D. Salin, and J. Servais, J. Phys. **48**, 1385 (1987).
6. Ю. Л. Райхер, Ю. Н. Скибин, ДАН СССР **302**, 1088 (1988).
7. Э. Я. Блум, М. М. Майоров, А. О. Цеберс, *Магнитные жидкости*, Зинатне, Рига (1989).
8. S. Taketomi, N. Inaba, H. Takahashi, and Y. Miyajima, J. Phys. Soc. Jap. **59**, 3077 (1990).
9. Y. L. Raikher and V. I. Stepanov, Europhys. Lett. **32**, 589 (1995).
10. E. Hasmonay, J. Deryrot, M. H. Sousa et al., J. Magn. Magn. Mat. **201**, 195 (1999).
11. B. Payet, F. Donatini, and G. Noyel, J. Magn. Magn. Mat. **201**, 207 (1999).
12. В. М. Бузмаков, А. Ф. Пшеничников, Коллоид. ж. **63**, 305 (2001).
13. О. А. Цеберс, Магнитная гидродинамика № 2, 42 (1982).
14. М. И. Морозов, Изв. АН СССР, сер. физ. **51**, 1073 (1987).
15. А. Ф. Пшеничников, И. Ю. Шурубор, Изв. АН СССР, сер. физ. **51**, 1081 (1987).
16. Ю. А. Бувич, А. О. Иванов, Коллоид. ж. **53**, 1007 (1991).
17. А. Ф. Пшеничников, В. В. Мехоношин, Письма в ЖЭТФ **72**, 261 (2000).
18. Е. Е. Бирик, И. С. Лавров, Коллоид. ж. **32**, 483 (1970).
19. E. A. Peterson and D. A. Krueger, J. Colloid. Interf. Sci. **62**, 24 (1977).
20. A. F. Pshenichnikov, J. Magn. Magn. Mat. **145**, 319 (1995).
21. A. F. Pshenichnikov and V. V. Mekhonoshin, J. Magn. Magn. Mat. **213**, 357 (2000).
22. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1992).
23. Дж. А. Стреттон, *Теория электромагнетизма*, Гостехиздат, Москва (1948).
24. Ю. Н. Скибин, Дисс. . . . докт. физ.-матем. наук, СГУ, Ставрополь (1996).
25. J. M. D. Coey, A. Barry, J.-M. Broto et al., J. Phys.: Condens. Matter **7**, 759 (1995).
26. B. J. Lemaire, P. Davidson, J. Ferre et al., Phys. Rev. Lett. **88**, 125507 (2002).