

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Ю. Л. Райхер, Ю. Н. Скибин, Динамическое двулучепреломление света в магнитной жидкости, *Докл. АН СССР*, 1988, том 302, номер 5, 1088–1091

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.81

14 февраля 2025 г., 14:04:33



но скромн и ее вклад в суммарное поле. Это объясняется быстрым снижением критической плотности тока многожильных ниобий-оловянных проводов в полях выше 13–14 Тл. Очевидно, что существует принципиальная возможность дальнейшего повышения рабочей индукции путем замены относительно небольшой секции № 3 при появлении сверхпроводящих проводов с более высокой плотностью тока в сильных полях. Это может позволить вплотную приблизиться или даже превзойти максимально достигнутое значение магнитной индукции 18,1 Тл в соленоиде гораздо меньших размеров (запасенная энергия соленоида, описанного в [1], достигает 6 МДж, а наружный диаметр близок к 1 м).

Институт атомной энергии им И.В. Курчатова  
Москва

Поступило  
3 VI 1987

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Tachikawa K., Inoue K., Saeki M. et al.* A superconducting magnet generating fields over 18 T. Appl. superconductivity conf. Baltimore, 1986, p. 26. 2. *Anashkin O.P., Keilin V.E., Surin M.I., Shleifman V.Kh.* Cryogenics, 1979, vol. 19, № 7, p. 405. 3. *Cryogenics*, 1985, vol. 25, № 8, p. 475. Letter to the editor.

УДК 537.84

Ф И З И К А

Ю.Л. РАЙХЕР, Ю.Н. СКИБИН

### ДИНАМИЧЕСКОЕ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ СВЕТА В МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

(Представлено академиком С.В. Вонсовским 15 V 1987)

Магнитное двулучепреломление света в ферросуспензиях экспериментально обнаружено К. Майорана [1] в начале века. Ряд исследований этого эффекта выполнен в 40-е годы [2, 3], но систематическое его изучение началось лишь недавно (см. обзоры [4, 5]) в связи с развитием физики магнитных жидкостей.

Магнитные жидкости (МЖ) представляют собой устойчивые коллоидные взвеси однодоменных феррочастиц, характерный размер которых лежит в интервале 50–150 Å. Под влиянием внешнего поля такие системы приобретают сильную оптическую анизотропию. Так, в коллоидах магнетита с размером частиц ~ 100 Å и объемной концентрацией твердой фазы несколько процентов постоянная Коттона–Мутона на 6–7 порядков [6] больше, чем для чистых парамагнетиков.

В настоящей работе изучена частотная зависимость магнитного двулучепреломления в ферроколлоиде; теоретической моделью последнего служит система невзаимодействующих суперпарамагнитных частиц.

Будем полагать, что МЖ становится двупреломляющей вследствие ориентационного упорядочения содержащихся в ней частиц магнетика. Связывая эффект двулучепреломления с анизотричностью частиц, допустим для простоты, что они имеют форму вытянутых эллипсоидов вращения. Примем, что магнитная анизотропия частиц обусловлена только их несферичностью и, таким образом, ось легкого намагничивания совпадает с главной осью симметрии эллипсоида. В этом случае ориентационная энергия частицы описывается выражением

$$(1) \quad U = -\mu H(eh) - KV(en)^2.$$

Здесь  $\mathbf{H} = H\mathbf{h}$  — внешнее поле,  $\underline{\mu} = \mu\mathbf{e}$  — магнитный момент (для однодоменной частицы  $\mu = M_s V$ , где  $M_s$  — намагниченность насыщения материала, из которого она состоит,  $V$  — объем);  $\mathbf{n}$  — единичный вектор оси легкого намагничивания,  $K = 2\pi M_s^2 \Delta N$  — константа магнитной анизотропии (магнитодипольный вклад),  $\Delta N$  — разность размагничивающих факторов поперек и вдоль главной оси симметрии частицы. Естественно предположить, что анизотропия частиц ферроколлоида не слишком велика:  $\sigma = KV/k_B T \ll 1$ . Последнее условие означает, что установление теплового равновесия по магнитному моменту (суперпарамагнитная релаксация) является наиболее быстрым процессом в МЖ. Действительно, стационарное распределение вектора  $\mathbf{e}$  в магнитной частице достигается при  $\sigma \ll 1$  (см. [7]) за время  $\tau_N \approx \mu/2\alpha\gamma k_B T$ , где  $\alpha \lesssim 0,1$  — безразмерная константа затухания прецессии магнитного момента (относительная ширина линии ферромагнитного резонанса в магнетике),  $\gamma$  — гиромагнитное отношение для электронов. Ориентационная же релаксация (установление равновесия по  $\mathbf{n}$ ) происходит за счет вращательной диффузии частиц в жидкой матрице и требует времени  $\tau_B \approx 3\eta V/k_B T$ , где  $\eta$  — вязкость дисперсионной среды коллоида. Сравнивая времена магнитной и ориентационной релаксации, получаем  $\tau_N/\tau_B \approx M_s/6\alpha\gamma\eta$ , что для стандартных МЖ типа "магнетит в керосине" ( $M_s = 480$  Гс,  $\eta = 1,6 \cdot 10^{-2}$  П) приводит к оценке  $\tau_N/\tau_B \ll 10^{-2}$ .

В переменном поле  $\mathbf{H}(t)$  суперпарамагнетизм частиц ферроколлоида проявляется в области частот  $0 < \omega < 1/\tau_N$ . Для  $\sigma \ll 1$  оценка дает  $\tau_N \sim 10^{-9}$  с, и, таким образом, указанный "низкочастотный" интервал очень широк. При  $\omega\tau_N \ll 1$  функцию распределения ориентаций магнитного момента частицы можно полагать равновесной:

$$W(\mathbf{e}) \propto \exp [\mu\mathbf{e}\mathbf{H}(t)/k_B T].$$

Усредняя  $U$  из (1) по распределению  $W(\mathbf{e})$ , находим выражение для эффективной частицы

$$(2) \quad \bar{U} = -KVL_2(t) (\mathbf{nh})^2, \quad L_2(t) = 1 - 3L(\xi)/\xi,$$

где  $L(\xi)$  — функция Ланжевена, аргумент которой  $\xi = \mu H(t)/k_B T$  параметрически зависит от времени. Формула (2), полученная адиабатическим исключением "быстрой" переменной  $\mathbf{e}$ , определяет ориентирующее действие внешнего поля на оси легкого намагничивания частиц суперпарамагнитного коллоида. Изменение ориентационного распределения  $P(\mathbf{n}, t)$  в такой системе описывается уравнением Фоккера—Планка [8]

$$(3) \quad 2\tau_B \dot{P} = \hat{\mathbf{J}}P\hat{\mathbf{J}}(\bar{U}/k_B T + \ln P),$$

где  $\hat{\mathbf{J}} = -[\mathbf{n} \cdot \partial/\partial \mathbf{n}]$  — оператор бесконечно малого поворота.

Макроскопическую ориентацию МЖ характеризует тензор  $S_{ik} = \frac{3}{2} (\langle n_i n_k \rangle - \frac{1}{3} \delta_{ik})$ , где угловые скобки означают усреднение с функцией  $P(\mathbf{n}, t)$  из (3). Использование метода эффективного поля [9, 10] позволяет при  $\sigma < 1$  получить из (3) замкнутое уравнение движения этого тензора:

$$(4) \quad \tau \dot{S}_{ik} = -S_{ik} + \frac{1}{5} \sigma L_2(t) (h_i h_k - \frac{1}{3} \delta_{ik});$$

здесь  $\tau = \tau_B/3$ . В разбавленной МЖ оптическая анизотропия пропорциональна достигнутой степени ориентации; для случая линейно поляризованного поля  $\mathbf{H} = H(t)\mathbf{h}$  имеем [11]

$$(5) \quad \Delta n = n_0 A \varphi S_{ik} h_i h_k,$$

где  $n_0$  — коэффициент преломления МЖ в изотропном состоянии (при  $H = 0$ ),  $\varphi$  — объемное содержание твердой фазы,  $A$  — параметр, зависящий от формы и относи-

тельной диэлектрической проницаемости частицы; для частиц со слабой несферичностью ( $\Delta N \ll 1$ ) из оценок следует  $A \lesssim 10\Delta N < 1$ . В периодическом поле  $H(t) = H_0 \cos \omega t$  решение уравнения (4) легко найти в приближении  $\xi_0 = \mu H_0 / k_B T < 1$ . Подстановка этого результата в (5) дает выражение

$$(6) \quad \Delta n = n_0 A \varphi \left( \frac{\sigma \xi_0}{15} \right)^2 \left[ 1 + \frac{\cos(2\omega t - \delta)}{\sqrt{1 + 4\omega^2 \tau^2}} \right],$$

описывающее модуляцию двойного лучепреломления ферроколлоида; здесь  $\delta = \arctg 2\omega\tau$ .

При использовании общепринятого метода измерения магнитного дупреломления (поляризатор и анализатор скрещены, оптическая ось образца — вектор  $\mathbf{h}$  — составляет угол  $\pi/4$  с осями поляроидов) интенсивность света, прошедшего через систему, определяется соотношением

$$(7) \quad Q = Q_0 \sin^2(\beta/2),$$

где  $Q_0$  — интенсивность падающего пучка, а  $\beta = 2\pi l \Delta n / \lambda$  — оптическая разность фаз. Подставляя (6) в (7), после стандартных преобразований получим для интенсивности прошедшего света ряд Фурье

$$(8) \quad \frac{Q(t)}{Q_0} = \frac{1}{2} \left[ 1 - J_0(b) \cos a - 2 \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^m J_m(b) \cos \left( \frac{\pi m}{2} - a \right) \cos mx \right],$$

$$a = 2\pi l n_0 A \varphi (\sigma \xi_0)^2 / 225 \lambda, \quad b = a / \sqrt{1 + 4\omega^2 \tau^2}, \quad x = 2\omega t - \delta,$$

где  $J_m$  — функция Бесселя индекса  $m$ . Как видно из (8), спектр сигнала  $Q(t)$  содержит только четные (кратные  $2\omega$ ) гармоники; амплитуда  $Q_a^{(2\omega)}$  переменной составляющей на частоте  $2\omega$  и постоянная компонента  $Q_c$  светового потока имеют вид

$$(9) \quad Q_a^{(2\omega)} / Q_0 = J_1(b) \sin a, \quad Q_c / Q_0 = \frac{1}{2} [1 - J_0(b) \cos a].$$

При  $\xi_0 < 1$ , когда параметр  $a$  можно считать малым, из (9) находим простые дисперсионные зависимости

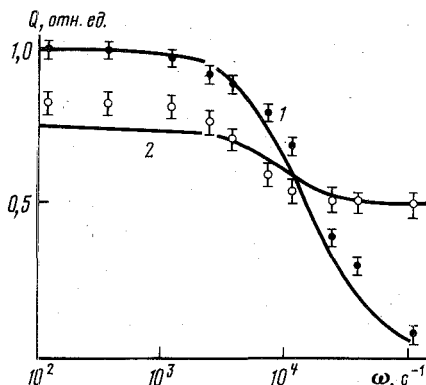
$$(10) \quad \frac{Q_a^{(2\omega)}}{Q_0} = \frac{a^2}{2\sqrt{1 + 4\omega^2 \tau^2}}, \quad \frac{Q_c}{Q_0} = \frac{a^2}{4} \left[ 1 + \frac{1}{8(1 + 4\omega^2 \tau^2)} \right],$$

удобные для проверки в эксперименте.

Для измерения динамического дупреломления в МЖ была собрана установка на базе оптической скамьи ОСК-2. Магнитная жидкость "магнетит в керосине" с объемной концентрацией  $\varphi = 0,1\%$  заливалась в плоскую кювету размером  $20 \times 20$  мм и толщиной 3 мм. Магнитное поле с амплитудой 30 Э создавалось катушками Гельмгольца, питаемыми от генератора ГЗ-56/1. Источником света служила лампа накаливания со стабилизатором ЛИПС-35. С помощью ФЭУ фотометрировался центральный участок боковой поверхности кюветы. Постоянная компонента фототока регистрировалась вольтметром В7-21. Для нахождения амплитуд гармоник сигнал с ФЭУ подавался на селективный усилитель У2-8, показания которого умножались на  $\sqrt{2}$ , поскольку этот прибор дает среднеквадратичные значения составляющих.

На рис. 1 приведены результаты эксперимента (точки); за единицу измерения интенсивности прошедшего света принято значение  $Q_a^{(2\omega)}$  на частоте  $\omega/2\pi = 22$  Гц. Теоретические кривые построены по формулам (10), параметр  $\tau$  считался подгоночным и определялся из требования наилучшего согласия с экспериментом. Наличие качественного соответствия между результатами расчетов и измерений подтверждает правильность предложенной теоретической интерпретации и указывает на присутствие в МЖ значительного количества суперпарамагнитных частиц. Однако из най-

Рис. 1. Зависимость от частоты интенсивности поляризованного света, прошедшего через слой МЖ в переменном магнитном поле: 1 —  $Q_a^{(2\omega)}$  (темные точки); 2 —  $Q_c$  (светлые точки). Точки — эксперимент, кривые — теория



денного значения времени вращательной диффузии  $\tau = 6 \cdot 10^{-5}$  с следует оценка среднего диаметра частицы  $d \approx 600 \text{ \AA}$ , которая показывает, что в изученной МЖ основными ориентируемыми объектами являются не отдельные зерна ( $d \approx 100 \text{ \AA}$ ), а кластеры, содержащие несколько десятков частиц. Судя по литературе (см., например, [4, 5]), такая структура присуща большинству исследуемых образцов МЖ.

Причина некоторого расхождения теории с экспериментом заключается, вероятно, в том, что в МЖ наряду с суперпарамагнитными кластерами имеется и некоторое количество магнито жестких частиц или кластеров. Релаксация их магнитных моментов осуществляется путем поворота частицы как целого. Такие магнито жесткие частицы вносят в  $Q_a^{(2\omega)}$  и  $Q_c$  (см. [11]) вклады, пропорциональные  $(1 + \omega^2 \tau_B^2)^{-2}$  (ср. с (10)). Легко видеть, что учет этих вкладов в  $Q(\omega)$  должен приводить к отклонению наблюдаемых значений  $Q_c$  вверх от теоретической кривой 2 при  $\omega\tau < 1$ , как это и происходит в эксперименте.

Авторы приносят благодарность М.И. Шлиомису за ценные критические замечания.

Институт механики сплошных сред  
Уральского отделения Академии наук СССР, Пермь  
Ставропольский государственный  
педагогический институт

Поступило  
5 VI 1987

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Majorana Q. — Phys. Z., 1902, Bd. 4, S. 145.
2. Heaps C.W. — Phys. Rev., 1940, vol. 57, p. 528–531.
3. Heller W., Quimfe G., Ta Y. — Ibid., 1942, vol. 62, p. 479–486.
4. Scholten P.C. — IEEE Trans. Magn., 1980, vol. 16, p. 221–225.
5. Chikazumi S., Taketomi S., Ukita M. et al. — J. Magn. and Magn. Mater., 1987, vol. 65, p. 245–251.
6. Taketomi S. — Japan. J. Appl. Phys., 1983, vol. 22, p. 1137–1143.
7. Райхер Ю.Л., Шлиомис М.И. — ЖЭТФ, 1974, т. 67, с. 1060–1073.
8. Райхер Ю.Л., Петрикевич А.В. Неравновесные процессы в магнитных суспензиях. Свердловск, 1986, с. 16–31.
9. Марценюк М.А., Райхер Ю.Л., Шлиомис М.И. — ЖЭТФ, 1973, т. 65, с. 834–841.
10. Райхер Ю.Л., Шлиомис М.И. — ПМТФ, 1974, № 4, с. 41–48.
11. Скибин Ю.Н., Чеканов В.В., Райхер Ю.Л. — ЖЭТФ, 1977, т. 72, с. 949–955.