

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ  
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ».

Физический факультет

Кафедра общей физики

Сибогатова Амина Дамировна

Курсовая работа

**Исследование высококонцентрированных дисперсных систем методом  
ферромагнитного резонанса**

Электромагнитный практикум, 2 курс, группа №19302

**Научный руководитель:**

к.ф.-м.н. Якушкин Станислав Сергеевич

Оценка научного руководителя

\_\_\_\_\_

« \_\_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 20\_\_ г.

**Преподаватель практикума**

аспирант Никишин Алексей Викторович

Оценка преподавателя практикума

\_\_\_\_\_

« \_\_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 20\_\_ г.

**Куратор практикума:**

\_\_ к.т.н. В.Т. Астрелин \_\_\_\_\_

Итоговая оценка

\_\_\_\_\_

« \_\_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 20\_\_ г.

Новосибирск 2020

## Аннотация

Методом ФМР исследованы свойства дисперсных магнитных наночастиц  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  иммобилизованных в матрице парафина и влияние магнитных межчастичных взаимодействий на вид спектров ФМР.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что наибольшее влияние магнитных межчастичных взаимодействий проявляется в случае несферического образца. При исследовании образцов в форме тонкой пластины наблюдалась зависимость положения линии от ориентации пластины относительно направления магнитного поля спектрометра. Исследование образцов с высокой концентрацией наночастиц (>10 масс%) показало, что в ходе приготовления возникают локальные неоднородности концентрации наночастиц.

Ключевые слова: ФМР, магнитные межчастичные взаимодействия, магнитные наночастицы.

Работа выполнена в Институте катализа им. Г. К. Борескова в лаборатории исследования процессов в средах повышенной плотности.

## Оглавление

1. Введение 4
2. Теоритическая часть 5
  - 2.1 Метод ФМР. 5
  - 2.2 Влияние формы образца. 10
3. Экспериментальные данные 12
  - 3.1 Экспериментальная установка. 12
4. Результаты и обсуждение 13
5. Выводы 19
6. Список литературы 19

## 1. Введение

Важным вопросом в поведении магнитных наночастиц является наличие магнитных межчастичных взаимодействий. При высокой концентрации наночастиц локальные поля, создаваемые ими внутри образца, могут существенно изменять условия, в которых находятся различные наночастицы. Особенно сильно это явление проявляется в случае исследования образцов с анизотропией, например тонких пленок [1].

В простейшей модели дисперсных магнитнетиков можно ограничиться случаем невзаимодействующих наночастиц (изолированных). Однако для того чтобы корректно учесть возникающие на практике эффекты необходимо учитывать взаимодействие между отдельными наночастицами [1]

Метод ферромагнитного резонанса (ФМР) состоит в измерении резонансного поглощения СВЧ-излучения в ферромагнитном образце, помещенном во внешнее магнитное поле. Из-за некоторых свойств магнитных наночастиц их можно исследовать в классической модели магнитного поля. Таким образом, взаимодействие электромагнитного поля с веществом можно описать в терминах классической электродинамики, не рассматривая квантовую природу магнетизма.

При исследовании дисперсных магнетиков метод ФМР позволяет исследовать не только магнитные свойства изолированной частицы, но и взаимодействия между частицами.

В данной работе исследовался образец наночастиц магнетита. В работе [2] был предложен способ синтеза наночастиц  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  с размерами частиц 12-100 нм.

## 2. Теоритическая часть

### 2.1 Метод ФМР.

Для исследования свойств дисперсных магнетиков используется в том числе метод ферромагнитного резонанса. Явление магнитного резонанса состоит в резонансном поглощении переменного магнитного поля высокой частоты веществами, находящимися в постоянном магнитном поле. В настоящее время магнитный резонанс превратился в мощный метод физического исследования структуры и свойств вещества, который используется в физике, химии, биологии, геофизике, медицине и других областях науки.

Магнитный резонанс для электронов и ядер обусловлен наличием у этих частиц спиновых магнитных моментов. Большинство известных явлений магнетизма связаны с магнитным моментом электрона, который на несколько порядков больше, чем магнитный момент протона. В данной работе применялась установка метода электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) для наблюдения резонансного поглощения в веществе, обусловленного магнитными моментами электронов.

В общем случае в методе ЭПР нужно учитывать квантовую природу спина электрона. Однако если электроны в исследуемых веществах находятся в структуре ферромагнетика (связаны сильным обменным взаимодействием), можно рассматривать поведение магнитных моментов этих электронов как движение некоторого общего магнитного момента  $M$ , величина которого значительно больше, чем величина магнетона Бора. В этом случае можно пренебречь квантовой природой спина, квантованием величины проекции магнитного момента электрона, и решать задачу в рамках классической электродинамики.

Введем магнитный и механический моменты единицы объема вещества  $M$  и  $m$  соответственно и, зная, что  $m = \gamma_0 M$ , запишем для него уравнение движения под действием магнитного поля:

$$\frac{dM}{dt} = m \times B = \gamma_0 M \times B \quad (1)$$

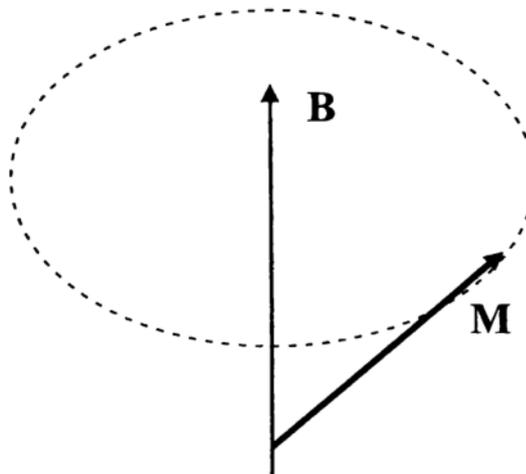
где константа пропорциональности  $\gamma_0 = \frac{e}{2mc}$  между механическим и магнитным моментом называется гиромагнитным отношением.

Направление магнитного момента в пространстве в данном случае может не быть постоянным.

Перепишем это уравнение для вектора  $M$  в уравнение для трех его компонент. Пусть  $B = const, B = (0, 0, B)$ . Выведем также величину размерности частоты  $\omega_0 = \gamma_0 B$ . Тогда:

$$\begin{cases} \frac{dM_x}{dt} = \omega_0 M_y \\ \frac{dM_y}{dt} = -\omega_0 M_x \\ \frac{dM_z}{dt} = 0 \end{cases} \quad (2)$$

Решение этой системы описывает прецессию вектора  $M$  вокруг внешнего поля  $B$  с частотой  $\omega_0$ . В ходе этой прецессии вектор магнитного момента по величине не меняется. Его направление описывает конус с осью вдоль оси  $z$ . Эта прецессия называется ларморовой прецессией, сама же частота  $\omega_0$  – ларморовой частотой (рис.1).



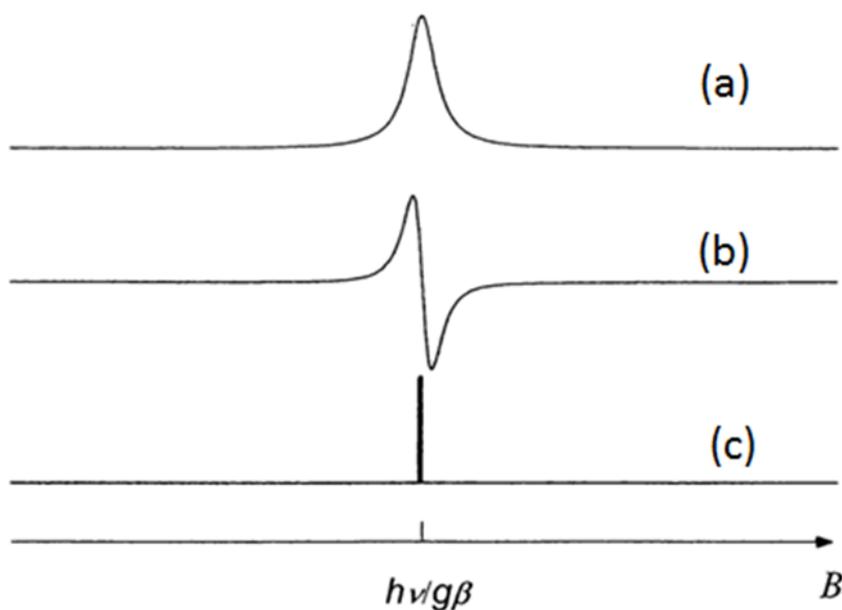
**Рис. 1 Прецессия вектора магнитного момента в магнитном поле**

Таким образом, во внешнем магнитном поле в отсутствии затухания магнитный момент  $M$  будет прецессировать вокруг направления внешнего магнитного поля с ларморовой частотой. Если приложить к такой системе периодическое магнитное поле, например, вдоль оси  $z$ :

$$B_z = B_1 \sin \omega t \quad (3)$$

то при совпадении частоты этого периодического поля  $\omega = \omega_0$  возникнет резонанс. В реальных системах присутствует также затухание, из-за чего спектр резонансного поглощения представляет собой не бесконечно узкий пик, а линию некоторой ширины.

На рис. 2 показан пример эксперимента по измерению сигнала резонансного поглощения, результатом которого является спектр магнитного резонанса. Здесь разворачивается постоянное магнитное поле  $B$  при фиксированной частоте спектрометра  $\nu$ , спектр представлен кривой (a). В спектрометрах ЭПР по техническим причинам измеряется производная сигнала поглощения по магнитному полю, она представлена кривой (b). Чаще всего самой важной информацией, извлекаемой из спектров ЭПР (и ФМР) является положение линии поглощения, максимум линии поглощения совпадает с точкой в которой производная сигнала обращается в ноль – (c) [3].



**Рис. 2 Вид линии поглощения ЭПР**

Ферромагнетики имеют домены – области с одинаковым направлением магнитного момента. При внесении в слабое магнитное поле домены, у которых направление наиболее близко к направлению внешнего поля, начинают расширяться, поглощая домены с обратным направлением. В сильных полях доменам с обратным направлением энергетически выгодно дискретно изменить свое направление и выстроиться вдоль поля, что приведет к огромным величинам намагниченности. Тогда в таких полях, при насыщении образца, весь ферромагнетик можно представить как один большой домен. Если вынести данный образец из поля, он будет иметь вектор намагниченности и поэтому сам станет источником магнитного поля – постоянным магнитом. Такие вещества, которые находятся вне области действия поля, сохраняют суммарный магнитный момент достаточно долгое время.

В случае, если размеры наночастицы магнитного материала меньше, чем характерные размеры магнитного домена или сравнимы с ними, её атомам энергетически выгодно образовать один домен. Такую частицу называют однодоменной.

Таким образом, в эксперименте ферромагнитного резонанса (ЭПР для магнитоупорядоченных систем) для магнитных наночастиц можно говорить о взаимодействии магнитных моментов однодоменных частиц с внешним магнитным полем.

Наличие сильных обменных взаимодействий, а также ряда других эффектов в ферромагнитных веществах сильно затрудняет интерпретацию спектров ферромагнитного резонанса в полидисперсных веществах по сравнению с интерпретацией спектров ЭПР. Для ферромагнитного резонанса справедливо условие:  $\omega_0 = \gamma B$ , где  $B = B_0 + B'$  и  $B'$  – некоторое дополнительное поле, величина которого зависит от природы образца, условий эксперимента, формы частиц, наличия в них дефектов и т. д. и т. п. Неучет этого дополнительного поля может привести к серьезным ошибкам.

Одним из источников такого дополнительного поля является взаимное влияние наночастиц друг на друга. Этот эффект наиболее ярко проявляется при исследовании сильно анизотропных образцов – например тонких пленок. В эксперименте использовались наночастицы с намагниченностью  $M$ , которые были помещены в поле спектрометра  $H$ . Однако поле, в котором движется магнитный момент такой частицы определяется не только полем спектрометра, но и взаимодействием с другими частицами образца. Действительно, частица находится внутри пленки с эффективной намагниченностью  $p \cdot M$ , где  $p$  можно оценить как объемную долю ферромагнитных наночастиц в диамагнитной матрице пленки. Этот подход заключается в усреднении всех взаимодействий между частицами и учете только изменения намагниченности среды, в которой находится отдельная частица. Очевидно, что величина  $p$  меньше единицы:

$$p = \frac{V_{\text{в-ва}}}{V_{\text{в-ва}} + V_{\text{парафина}}} \quad (4)$$

Напряженность магнитного поля внутри бесконечного образца, конечно, не будет отличаться от напряженности поля, создаваемой спектрометром. Однако если образец имеет конечные размеры и не сферическую форму, то направление вектора  $p \cdot M$  – намагниченности всего образца, вообще говоря, не будет совпадать с направлением внешнего поля. В этой ситуации для того чтобы определить условия резонанса удобно перейти к рассмотрению свободной энергии взаимодействия наночастиц с магнитным полем для того чтобы найти равновесные значения для вектора намагниченности, который входит в уравнение движения.

## 2.2 Влияние формы образца.

В данной работе были исследованы образцы в форме шара и диска. При этом плоскость диска находилась в двух разных позициях относительно магнитного поля спектрометра: параллельно и перпендикулярно.

Рассмотрим однородный магнитноизотропный образец (энергия анизотропии равна нулю). Сначала рассмотрим общий случай для эллипсоидного образца, главные оси которого совпадают с координатными осями. Часть свободной энергии единицы объема данного образца, зависящая от ориентации вектора намагниченности имеет вид:

$$F = -M_s H_0 + \frac{1}{2} (N_x M_{sx}^2 + N_y M_{sy}^2 + N_z M_{sz}^2) \quad (5)$$

Где  $M_s$  намагниченность насыщения, а  $N_x, N_y, N_z$  — размагничивающие факторы формы, связанные соотношением:

$$N_x + N_y + N_z = 4\pi \quad (6)$$

Размагничивающие факторы эллипсоида быть выражены через эллиптические интегралы первого и второго рода.

В качестве полярной оси выберем ось  $x$ , а по оси  $z$  направлено подмагничивающее поле  $H_0$ , тогда получаем

$$F = -M_s H_0 \sin\theta \sin\varphi + \frac{1}{2} M_s^2 (N_y \sin^2\theta \cos^2\varphi + N_z \sin^2\theta \cos^2\varphi + N_x \cos^2\theta) \quad (7)$$

Учитывая что размагничивающее поле минимально а так же выполняются следующие равенства

$$F_\theta \equiv \frac{dF}{d\theta} = 0 \quad F_\varphi \equiv \frac{dF}{d\varphi} = 0 \quad (8) \quad (9)$$

Найдем полярный и азимутальный угол для случая  $H_0 \geq M_s(N_z - N_x)$

$$\theta_0 = \frac{\pi}{2} \quad \varphi_0 = \frac{\pi}{2}$$

Вычислим вторую производную свободной энергии по углам в условии равновесия:

$$\frac{\omega_{\text{рез}}}{\gamma} = \sqrt{[H_0 + M_s(N_x - N_z)][H_0 + M_s(N_y - N_x)]} \quad (10)$$

Следовательно резонансная частота существенно зависит от формы образца и намагниченности насыщения  $M_s$ .

Рассматривая форму образца сферу, можно сказать, что анизотропия формы отсутствует, следовательно:

$$\omega_{\text{рез}} = \gamma H_0 = \omega_0 \quad (11)$$

Рассмотрим предельный случай, а именно диск, намагниченный перпендикулярно к его плоскости  $\Delta N = 4\pi$

$$\omega_{\text{рез}} = \gamma(H_0 - 4\pi M_s)$$

В случае, когда поле будет направлено параллельно плоскости диска,  $N_x = N_z = 0$ ,  $N_y = 4\pi$ . Следовательно

$$\omega_{\text{рез}} = \gamma\sqrt{H_0 B_0} = \gamma\sqrt{H_0(H_0 + 4\pi M_s)} \quad (12)$$

В заключение следует еще раз подчеркнуть, что приведенный выше магнитостатический анализ влияния формы образца на резонансную частоту справедлив лишь для эллипсоидальных образцов и его предельных случаев, размеры которых малы по сравнению с глубиной проникновения в ч. поля в образец и длиной волны в образце.

В нашем эксперименте для учета влияния магнитных межчастичных взаимодействий и формы образца воспользуемся приближением однородного образца, с эффективной намагниченностью, равной намагниченности магнетита умноженной на объемную долю наночастиц в образце. В этом случае свободную энергию каждой частицы можно представить как:

$$F = (1 - p)M^2 N + pN_s M^2 \quad (13)$$

В первом приближении можно разделить два этих вклада в свободную энергию, и учитывать поправку к резонансному полю  $H_0$  как:

$$H = \frac{\partial F}{\partial M} = (1 - p)\frac{\partial F_0}{\partial M} + p\frac{\partial F_s}{\partial M} = (1 - p)H_0 + pH_s \quad (14)$$

Где  $F_0$  и  $H_0$  – свободная энергия и резонансное поле для изолированной частицы,  $F_s$  и  $H_s$  – свободная энергия и резонансное поле для образца (пленки) в случае 100% концентрации частиц [1].

Последнее может быть выражено через соответствующую резонансную частоту:

$$H_s = \sqrt{(2\pi M)^2 + \left(\frac{\omega_{\text{рез}}}{\gamma}\right)^2} \pm 2\pi M \quad (15)$$

Для случая перпендикулярной и параллельной ориентации соответственно.

### 3. Экспериментальные данные

#### 3.1 Экспериментальная установка.

Для регистрации спектров ФМР использовали радиоспектрометр Bruker ELEXSYS 500. Образцы помещали в центр прямоугольного резонатора с конфигурацией поля  $TE_{102}$  с магнитной компонентой СВЧ поля перпендикулярной направлению внешнего магнитного поля. Спектрометр позволял проводить регистрацию спектров поглощения при частотах СВЧ излучения  $\sim 10$  ГГц (X-band). Полученный спектр отображает не сигнал поглощения, а его производную. Принципиальная схема эксперимента изображена на Рис. 3

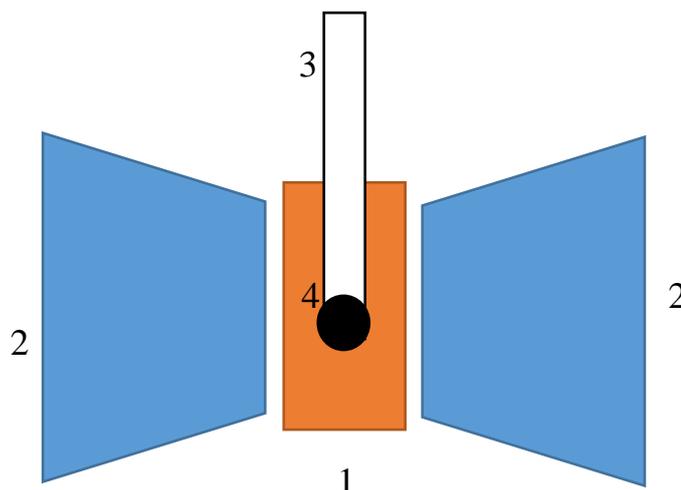


Рис. 3 . Принципиальная схема экспериментальной установки:  
СВЧ-резонатор – (1), полюса электромагнита – (2), ампула с образцом – (3), образец – (4)

#### 3.2 Подготовка образцов

В данной работе были исследованы образцы дисперсного магнетика на основе наночастиц магнетита ( $Fe_3O_4$ ) в парафине. Образцы получали диспергированием в расплавленном парафине спиртового коллоида наночастиц с добавлением олеата калия в качестве ПАВ разной концентрации. Были выбраны ориентировочные концентрации 2%, 10% и 20% по массе. В таблице 1 приведена масса исходных реактивов, использованных для

приготовления образцов. Наночастицы были диспергированы в парафине с помощью ультразвуковой ванны.

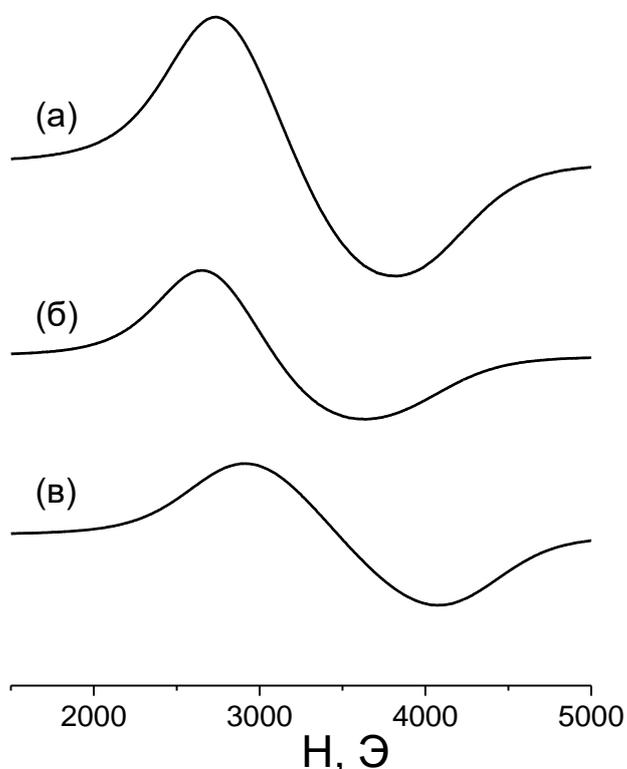
**Таблица 1** Параметры образцов  $Fe_3O_4$  в парафине

Образец	Масса раствора(мг)	Масса наночастиц (мг)	Парафин(мг)	Вода(мл)	Объемная доля
2%	509,6	7,75	406	0,41	0.0034
10%	1316	20,04	185	1,7	0.019
20%	2656,6	40,47	163	6	0.047

#### 4. Результаты и обсуждение

На рис. 4 представлены спектры ФМР образца наночастиц  $Fe_3O_4$ , диспергированных в парафине с концентрацией 2 масс %, зарегистрированные при различной форме ориентации образца относительно магнитного поля спектрометра. В спектре дисперсного магнетика наблюдается одиночная линия поглощения, с шириной порядка 1000 Э. Такая большая ширина линии обусловлена неоднородностями локального магнитного поля, в котором находятся отдельные наночастицы. Рис. 4 (а) соответствует спектру шарообразного образца. В этом случае влияние межчастичных взаимодействий на форму и положение линии поглощения дисперсного магнетика изотропно, так как вклады вдоль всех направлений в образце эквивалентны. Спектры на рис.4(б) и (в) получены для образца, сформированного в виде тонкой пластинки (диска), причем плоскость диска находилась параллельно (б) и перпендикулярно (в) направлению поля в спектрометре. В этом случае наблюдается анизотропия в относительном расположении наночастиц в образце друг относительно друга, и эта анизотропия приводит к появлению зависимости положения линии поглощения и её формы от ориентации образца. Действительно, для центра линии (максимум интегрального сигнала или точка в которой производная равна нулю) для диска расположенного параллельно смещается на 3241-

3086=155 эрстед в область меньших полей, а для диска расположенного перпендикулярно – на 3506-3241=265 эрстед в область больших полей.



**Рис. 4** Спектры ФМР образцов наночастиц  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  в матрице парафина с концентрацией 2 масс %. (а) – сферический образец, (б) – пластинка параллельно магнитному полю, (в) – пластинка перпендикулярно магнитному полю. Спектры нормированы по массе образца, температура регистрации комнатная.

В аналогичных условиях изучали и образцы дисперсных магнетиков с большей концентрацией наночастиц. На рис.5 представлены спектры образца с 10 масс %  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  в парафине а на рис.6 – 20%.

Первое что обращает на себя внимание – различие между спектрами для различных конфигураций стало гораздо заметнее. Действительно, для образца 10%, смещение сигнала поглощения (в область меньших полей) для параллельной ориентации составляет  $3068-2752=316$  эрстед, а для перпендикулярной –  $4120-3068=1052$  эрстед в область больших полей. Для образца 20% смещение сигнала поглощения (в область меньших полей) для

параллельной ориентации составляет  $3106-2941=165$  эрстед, а для перпендикулярной –  $3834-3106=728$  эрстед в область больших полей.

Второе важное наблюдение заключается в том, что спектры, полученные для образцов, содержащих 10% и 20% магнетита сильно несимметричны по сравнению со спектрами образца с меньшей концентрацией. Даже для линий, соответствующих сферической форме образца видно различие между левой и правой частями спектра. Это может указывать на неоднородность распределения наночастиц в матрице парафина. Действительно, исходя из модели образца с равномерным распределением частиц для сферического образца спектры не должны изменяться при переходе к образцу с большей концентрацией. Однако если в процессе диспергирования не происходит идеального перемешивания наночастиц в матрице парафина, возникающие локальные неоднородности могут приводить к заметным изменениям формы линии.

Подтверждением такого предположения может быть и тот факт, что наблюдаемые при повороте плоского образца относительно поля смещения в случае образца 10% больше чем в случае образца 20%. Этот экспериментальный факт невозможно описать, пользуясь моделью однородного образца, – действительно, поправка к резонансному полю, связанная с анизотропией формы образца, должна расти с увеличением концентрации частиц. Если же этого не происходит, можно утверждать, что модель становится неприменима.

### **Расчет**

Можно рассчитать ожидаемые отклонения резонансного поля для всех трех образцов исходя из модели равномерно распределенных наночастиц.

Согласно формулам (14)-(15) можно найти отклонение резонансного поля для спектров ФМР плоского диска по сравнению с шаром.

Воспользуемся данными эксперимента ФМР для шарообразного образца, в этом случае не наблюдается влияние концентрации наночастиц на положение линии поглощения,  $H = \frac{\omega_{рез}}{\gamma}$ .

Если подставить найденные таким образом значения  $\frac{\omega_{рез}}{\gamma}$  в формулу (15) для получения резонансного поля, то получим, для всех трех образцов соответственно:

**Таблица 1. Ожидаемые отклонения резонансного поля для образцов с 2%, 10% и 20% концентрации.**

Образец	$\frac{\omega_{рез}}{\gamma}$ , эрстед	$H_{паралл}$ , эрстед	$H_{перп}$ , эрстед	Концентрация по массе (расчет)
2%	3241	3235	3255	18%
10%	3068	3035	3145	22%
20%	3106	3024	3295	25%

Ожидаемые отклонения резонансного поля сильно отличаются от экспериментальных данных. Рассчитаем по экспериментальным данным концентрацию по массе для исследуемых образцов, для которой отклонения резонансного поля соответствовали бы наблюдаемым, полученные результаты представлены в таблице 2 (Концентрация по массе (расчет)).

Модель однородно распределенных частиц плохо учитывает влияние расположения ближайших соседей наночастицы – в то же время очевидно, что чем ближе наночастицы расположены друг к другу тем выше их взаимное влияние.

Можно оценить характерное расстояние между частицами для всех трех образцов, исходя из равномерного распределения наночастиц в матрице парафина.

Объем одной наночастицы известен (шар диаметром ~10нм). Рассчитаем объем условного парафина приходящегося на одну частицу, зная объемную долю для каждого образца.

$$V_{\text{пар}} = \frac{1047,198}{p} - 1047,198$$

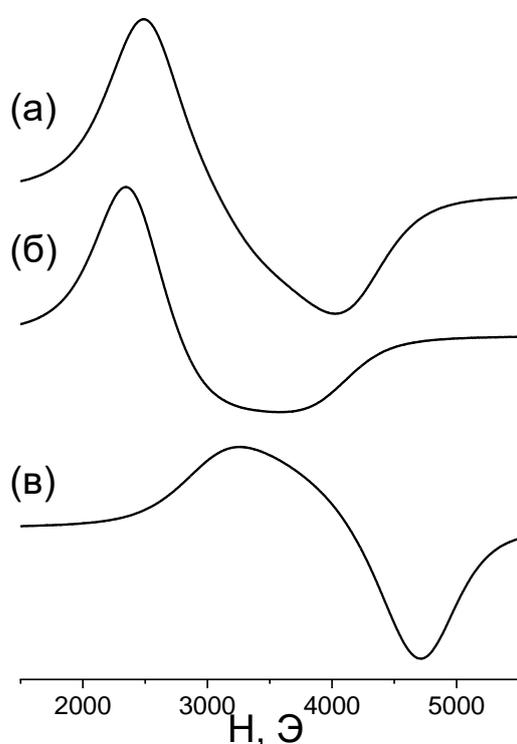
Характерное расстояние между частицами это кубический корень от суммы объема одной наночастицы и парафина приходящегося на него.

2%-67,5нм

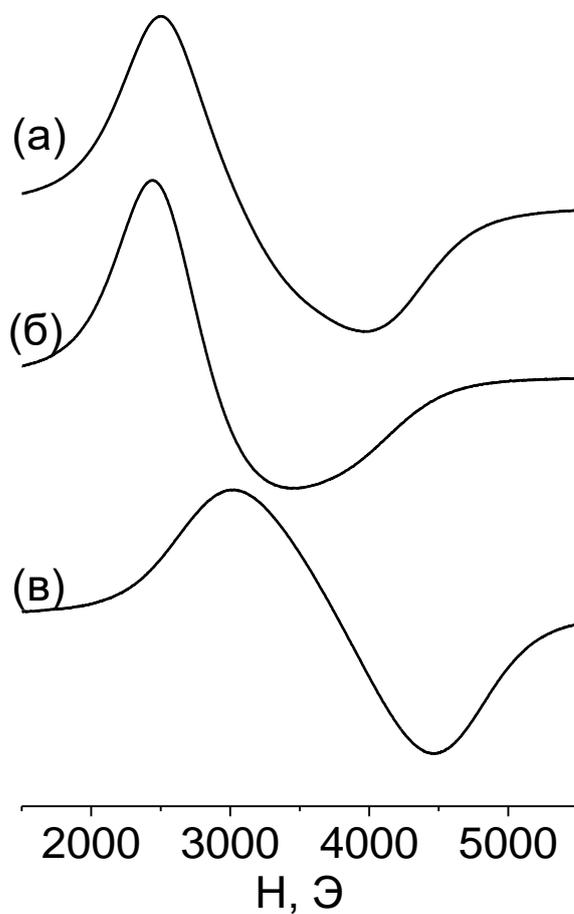
10%-38нм

20%-28нм

Видно, что характерное расстояние между соседними частицами при переходе от образца 2% к 10% меняется не так существенно. По-видимому, наблюдаемые в спектрах образцов 20% и 20% особенности (несимметричная линия поглощения) связаны именно с флуктуациями локальной плотности наночастиц в матрице парафина.



**Рис. 5** Спектры ФМР образцов наночастиц Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> в матрице парафина с концентрацией 10 масс %. (а) – сферический образец, (б) – пластинка параллельно магнитному полю, (в) – пластинка перпендикулярно магнитному полю. Спектры нормированы по массе образца, температура регистрации комнатная.



**Рис. 6** Спектры ФМР образцов наночастиц  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  в матрице парафина с концентрацией 20 масс %. (а) – сферический образец, (б) – пластинка параллельно магнитному полю, (в) – пластинка перпендикулярно магнитному полю. Спектры нормированы по массе образца, температура регистрации комнатная.

## 5. Выводы

1. Исследованы образцы феррофлюида на основе наночастиц магнетита в парафине концентрации 2%, 10% и 20% методом ФМР.

2. Показали зависимость резонансной частоты от формы образца, используя сферу и диск (поперечно и параллельно).

3. В модели однородного распределения наночастиц в образце оценили отклонение резонансной линии поглощения в зависимости от формы образца и концентрации наночастиц.

4. Показали, что исходя из модели однородного распределения частиц объяснить возникающие эффекты невозможно, и по-видимому локальная концентрация наночастиц в образце может быть на порядок больше расчетной.

## 6. Список литературы

1. Netzelmann, U. Ferromagnetic Resonance of Particulate Magnetic Recording Tapes. *J. Appl. Phys.* **1990**, *68* (4), 1800–1807. <https://doi.org/10.1063/1.346613>.

2. Kirillov, V. L.; Balaev, D. A.; Semenov, S. V.; Shaikhutdinov, K. A.; Martyanov, O. N. Size Control in the Formation of Magnetite Nanoparticles in the Presence of Citrate Ions. *Mater. Chem. Phys.* **2014**, *145* (1–2), 75–81. <https://doi.org/10.1016/j.matchemphys.2014.01.036>.

3. Дзюба С.А. Основы магнитного резонанса, Учебное пособие. - Новосибирск: НГУ, 2010. - 294 с.

4. Магнитный резонанс в ферромагнетиках. Автор: С. В. Вонсовский.

5. Феноменологическая теория ферромагнитного резонанса. Авторы: Г. В. Скродский, Л. В. Курбатов.

6. Учебно-методическое пособие Ферромагнитный резонанс дисперсных магнетиков. Авторы: С.Н. Трухан, С.С. Якушкин, О.Н. Мартьянов.