



IPCMF 22

**XXII
ВСЕРОССИЙСКАЯ
С МЕЖДУНАРОДНЫМ УЧАСТИЕМ
ПЛЕССКАЯ НАУЧНАЯ
КОНФЕРЕНЦИЯ
ПО НАНОДИСПЕРСНЫМ
МАГНИТНЫМ ЖИДКОСТЯМ**

**11–14 сентября 2026
Иваново, Россия**

**Сборник
научных трудов**

Организована
Ивановским государственным энергетическим университетом
имени В.И. Ленина (ИГЭУ)
Совместно с
Министерством науки и высшего образования РФ
Академией электротехнических наук РФ

XXII всероссийская с международным участием Плесская научная конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям организована Министерством науки и высшего образования РФ, ФГБОУВО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина», Академией электротехнических наук РФ.

В сборнике научных трудов конференции рассмотрены вопросы физикохимии магнитных коллоидных систем, физических свойств и гидродинамики, тепло- и массообмена, применения магнитных жидкостей в медицине, биологии, экологии и технике. В него включены доклады об исследованиях, которые представляют научный, учебный и практически-методический интерес.

Сборник научных трудов подготовлен в рамках базовой части задания Министерства образования и науки РФ.

Под общей редакцией
доктора технических наук, профессора Ю.Б. Казакова

*По материалам XXII всероссийской с международным участием
Плесской научной конференции по нанодисперсным магнитным жидкостям
будет выпущен электронный сборник научных трудов, который будет
размещен в научной электронной библиотеке на eLIBRARY.RU
договор № 1042-03/2015K*

ISBN 978-5-00062-697-9

© ФГБОУВО «Ивановский государственный
энергетический университет
имени В.И. Ленина», 2026

СОДЕРЖАНИЕ

СЕКЦИЯ «ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ СИНТЕЗА НОВЫХ МАГНИТНЫХ НАНОДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ» (магнитные жидкости, магнитореологические суспензии, ферросмектики, ферронематики, магнитные полимеры и др.)

Голованов Е.В., Фионов А.С., Колесов В.В. Твердые эмульсии на основе фотополимерной смолы и коллоидных систем	7
Ряполов П.А., Агеева Л.С., Борщ Н.А., Чернов А.М., Матарыкин К.А., Шабанова И.А. Особенности управляемого синтеза наночастиц структурированных магнетиков	13
Ряполов П.А., Соколов Е.А., Калюжная Д.А., Шельдешова Е.В. Микрофлюидный синтез и анизотропия формы активных гетерогенных капель на основе магнитной жидкости	18
СЕКЦИЯ «ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И КОЛЛОИДНАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ, ПРОЦЕССЫ АГРЕГАЦИИ»	
Кожевников В.М., Чуенкова И.Ю., Ларионов Ю.А. Термогравиметрический анализ магнитных жидкостей на основе полиметилсилоксана	27
Амбаров А.В., Грохотова Е.В., Елфимова Е.А., Зверев В.С. Моделирование динамических и релаксационных свойств ансамбля обездвиженных суперпарамагнитных частиц в переменном магнитном поле, ориентированном под произвольным углом к осям легкого намагничивания	34
Добросердова А.Б., Канторович С.С. Магнитные свойства эластомеров, наполненных магнитными частицами с внутренней магнитной анизотропией: исследование с помощью компьютерного моделирования	40
Добросердова А.Б., Елфимова Е.А. Роль дипольных взаимодействий и конфигурации поля при моделирование магнитомеханических эффектов в системе наночастица-биомолекула	46
Гладких Д.В., Диканский Ю.И., Дорожко Д.С. Влияние деформации на магнитную восприимчивость магнитного гидрогеля	52
Грохотова Е.В., Добросердова А.Б., Елфимова Е.А. Влияние агрегации на динамический отклик ансамбля магнитных наночастиц»	58
Грохотова Е.В., Елфимова Е.А., Добросердова А.Б. Гармонический отклик ансамблей взаимодействующих агрегированных магнитных наночастиц: влияние структуры агрегатов	64
Спландер П.В., Сайкин М.С. Разработка магнитожидкостных виброметров повышенной точности	70

Иванов А.О., Елфимова Е.А., Зверев В.С., Соловьева А.Ю. Применение модифицированного подхода среднего поля к ансамблям суперпарамагнитных наночастиц	77
Зверев В.С. Магнитный отклик эллипсоидальных кластеров одномономерных частиц в квазиравновесном приближении	83
Радужнов Д.И., Зверев В.С., Елфимова Е.А. Динамическая восприимчивость текстурированных ансамблей магнитных наночастиц с одноосной магнитной анизотропией	88
Субботин И.М. Влияние межчастичных взаимодействий на процесс релаксации намагниченности ансамбля обездвиженных анизотропных суперпарамагнитных частиц	93
Русанов М.С., Елфимова Е.А. Вторая гармоника динамического отклика ансамбля подвижных магнитных наночастиц в постоянном и переменном магнитных полях: влияние дипольных взаимодействий	98
Беляков А.Н., Соломин Р.А. Математическое моделирование агломерации частиц в аппаратах кипящего слоя	104
Диканский Ю.И., Бекетова Е.С. Зависимость магнитной восприимчивости магнитных эмульсий от ультразвукового воздействия	108
СЕКЦИЯ «МАГНИТНАЯ ГИДРОДИНАМИКА, ТЕПЛО- И МАССООБМЕН, КОНВЕКЦИЯ И ВОЛНЫ»	
Плешаков И.В., Алексеев А.А. Магнитная жидкость в лазерном луче: эффекты формирования и распада светоиндуцированных неоднородностей	114
Пелевина Д.А., Меркулов Д.И., Налетова В.А. Исследование ориентации двух сферических анизотропных тел в однородном магнитном поле	122
Жуков В.П., Кокулин И.А., Виноградов В.Н., Горшенин С.Д. Исследование загрязнения дистиллята за счет капельного уноса испаряемой жидкости	128
Крыласова О.С., Сомов С.А. Экспериментальная установка для измерения толщины пленочного течения магнитной жидкости	134
Сомов С.А., Крыласова О.С., Иванов А.С. Экспериментальное исследование характеристик пленочного течения магнитной жидкости	137
Иванов А.С., Косков М.А. О пондеромоторных силах, действующих на проводник с током, погруженный в магнитную жидкость с линейным законом намагничивания	140
Согомонян К.Л., Виноградова А.С. Сидящие и висящие капли магнитной жидкости на намагниченной сфере	144

Боженко С.А., Туркин С.Д., Закинян А.Р., Чернышов А.В. Гиротропные эффекты в феррожидкостях в диапазоне сверхвысоких частот	151
Месянцева Л.С., Закинян А.Р. Кинетика структурообразования и макроскопические свойства композитных феррожидкостей в стационарном магнитном поле	154

СЕКЦИЯ «ПРИМЕНЕНИЕ НАНОДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ В ТЕХНИКЕ, МЕДИЦИНЕ, БИОЛОГИИ И ЭКОЛОГИИ»

Власов А.М., Казаков Ю.Б. Влияние условий и режима работы электродвигателя на момент и потери трения магнитожидкостного уплотнения вала	158
Меркулов Д.И., Пелевина Д.А., Сахно Ф.Д., Турков В. А., Налетова В.А. Равновесие маятника со сферическим телом из анизотропного намагничивающегося эластомера в неоднородном магнитном поле»	165
Лабкович О.Н., Чернобай В.А., Рекс А.Г. Влияние легирования углеродными наноструктурами опорных поверхностей магнитожидкостных подшипников скольжения на их рабочие характеристики	172
Сахно Ф.Д., Меркулов Д.И., Пелевина Д.А. Движение плавающего робота на основе двух сферических намагничивающихся тел в переменном магнитном поле	178
Нестеров С.А., Миронова А.А. Электропроводящая магнитная жидкость как средство борьбы с подшипниковыми токами	185
Нестеров С.А, Бакланов В.Д. Анализ изменения теплового состояния магнитожидкостного герметизатора во время работы	192
Филиппов В.А., Шоронов В.Е. Моделирование распределения магнитной жидкости в рабочем зазоре магнитожидкостного сепаратора	198
Шилов М.А. Прогнозирование влияния ориентационные процессов углеродных наноструктур в слое смазочного материала на интенсивность изнашивания материалов	202

**ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ
СИНТЕЗА НОВЫХ МАГНИТНЫХ
НАНОДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ
(МАГНИТНЫЕ ЖИДКОСТИ,
МАГНИТОРЕОЛОГИЧЕСКИЕ СУСПЕНЗИИ,
ФЕРРОСМЕКТИКИ, ФЕРРОНЕМАТИКИ,
МАГНИТНЫЕ ПОЛИМЕРЫ И ДР.)**

ТВЕРДЫЕ ЭМУЛЬСИИ НА ОСНОВЕ ФОТОПОЛИМЕРНОЙ СМОЛЫ И КОЛЛОИДНЫХ СИСТЕМ

Е.В. Голованов*, А.С. Фионов, В.В. Колесов

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова
Российской академии наук,
Россия, 125009, г. Москва, ул. Моховая, д. 11, корп. 7
E-mail: kasper_96.96@mail.ru*

Аннотация. Получены образцы нового типа композитов с искусственной пористостью, представляющие собой твердую эмульсию на основе фотополимерной смолы и различных коллоидных жидкостей: аквадага - коллоидального раствора графита в воде и магнитной жидкости на водной основе с цитратным буфером. Исследованы электрофизические характеристики композитов в низкочастотном и микроволновом диапазонах. Показано, что на особенности частотной дисперсии диэлектрических параметров образцов на низких частотах влияет наличие в порах композита жидкой фазы. Исследованный тип материалов является перспективным для разработки акустических и электродинамических сред нового поколения с управляемыми параметрами.

Ключевые слова: Полимерные композиты, УФ – фотополимер, коллоидные растворы, магнитные жидкости, пористые структуры, твердые эмульсии, электродинамические среды.



ГОЛОВАНОВ Егор Владимирович окончил Московский физико-технический институт в 2020 году. Младший научный сотрудник ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.



ФИОНОВ Александр Сергеевич окончил физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова в 1992 году. Кандидат технических наук, старший научный сотрудник ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.



КОЛЕСОВ Владимир Владимирович окончил физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова в 1974 г. Кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник, заведующий лабораторией ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

Композиты являются предметом традиционного внимания с точки зрения разработки перспективных радиотехнических материалов, аку-

стических и электродинамических сред [1]. Особый интерес представляют материалы с искусственной пористостью, представляющие собой твердую эмульсию на основе фотополимерной смолы и различных коллоидных жидкостей, у которых имеется возможность управления электрофизическими, акустическими и электродинамическими параметрами посредством внешних воздействий (магнитных, электрических, механических и других). Хорошей перспективой с этой точки зрения обладают композиционные материалы типа твердой эмульсии, представляющие собой гетерофазную дисперсную систему, состоящую из твердотельной матрицы (дисперсионная среда) и распределенных в ней капель жидкости различной дисперсности (дисперсионная фаза) [2]. Целью данной работы является разработка методики получения композиционных материалов типа твердой эмульсии на основе фотополимерной смолы и различных коллоидных жидкостей: аквадага - коллоидального раствора графита в воде и магнитной жидкости на водной основе с цитратным буфером, а также исследование их электрофизических, акустических и электродинамических параметров.

Для изготовления композитов типа твердой эмульсии использовали следующие материалы:

- фотополимерная смола Anycubic Water Wash Resin (ФПС);
- аквадаг - коллоидального раствор графита в воде (АД);
- магнитная жидкость на водной основе с цитратным буфером (МЖ) (ИБХФ РАН).

Компоненты дозировали в соотношении 1 объемная часть наполнителя (АД либо МЖ) на 40 объемных частей матрицы (ФПС) и затем их перемешивали с помощью УЗ диспергатора (УЗД) МЭЛФИЗ либо верхнеприводной роторной мешалки (ВРМ) JJ-1-60W. Поскольку в жидком виде фотополимер не смешивается с водой, то при перемешивании получали жидкофазную эмульсию, в которой ФПС является дисперсионной средой, а АД либо МЖ – дисперсной фазой. Такую эмульсию после перемешивания и диспергирования отливали в специальную форму диаметром 39 мм и высотой 2 мм, размещенную между плоскими стеклами, что позволило после отверждения УФ-излучением получить плоскопараллельные образцы.

В результате получили образцы композитов типа твердой эмульсии на основе ФПС и двух коллоидных жидкостей: АД и МЖ, внешний вид которых представлен на рис.1, а характеристики в таблице.

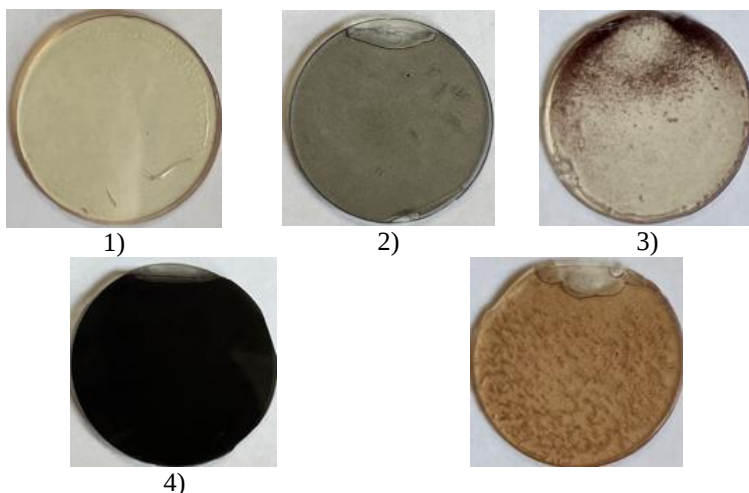


Рис. 1. Внешний вид образцов. 1) ФПС; 2) ФПС + АД – УЗД; 3) ФПС + МЖ- УЗД; 4) ФПС + АД – ВПРМ; 5) ФПС + МЖ – ВПРМ

Методы исследования электрофизических характеристик на низких частотах и в микроволновом диапазоне подробно описаны в [3].

Из полученных данных можно сделать следующие выводы:

- разработанная методика позволяет получать плоскопараллельные образцы композиционных материалов типа твердой эмульсии на основе ФПС и АД либо МЖ с равномерным распределением наполнителя в объеме матрицы;

Таблица 1. Характеристики композитов типа твердой эмульсии

Состав	Режим смешивания	h , мм	ρ_v , Ом·м	Баланс СВЧ мощности (26...37 ГГц), отн. ед.		
				T	R	L
ФПС	УЗД	1.66	$4.7 \cdot 10^{11}$	0.81	0.16	0.03
ФПС + МЖ	УЗД	1.61	$4.0 \cdot 10^{11}$	0.79	0.17	0.04
ФПС + МЖ	ВПРМ 3500 об/мин	1.72	$9.8 \cdot 10^{10}$	0.81	0.16	0.03
ФПС + МЖ	ВПРМ 1750 об/мин	1.65	$2.2 \cdot 10^{11}$	0.80	0.17	0.03
ФПС + АД	УЗД	1.62	$8.5 \cdot 10^{10}$	0.78	0.15	0.07
ФПС + АД	ВПРМ 3500 об/мин	1.66	$1.2 \cdot 10^{11}$	0.79	0.16	0.04
ФПС + АД	ВПРМ 1750 об/мин	1.61	$8.2 \cdot 10^{10}$	0.79	0.15	0.06

- удельное объемное сопротивление ρ_v композита несколько ниже величины для ненаполненной матрицы, это снижение более заметно для композитов с АД для всех способов перемешивания компонентов;

- для композитов с АД также более заметно снижение коэффициента пропускания микроволнового излучения T (на 0.02...0.03 отн. ед.) за счет роста коэффициента потерь L (на 0.01...0.04 отн. ед.), коэффициент отражения R при этом практически не меняется.

Зависимости ε и $tg\delta$ от частоты композитов на основе ФПС и АД либо МЖ представлены на рис. 2 и 3 соответственно. Различный цвет символов соответствует зависимостям для различных способов смешивания компонентов: черный – ненаполненная ФПС, отвержденная после УЗД, зеленый, синий и красный – композит типа твердой эмульсии, отвержденный после УЗД, после ВПРМ на 3500 об/мин и после ВПРМ на 1750 об/мин соответственно. Как и для ρ_v больший прирост для ε (с 4.9 до 5.8 на 1 кГц) и $tg\delta$ (с 0.024 до 0.1 на 1 кГц) получен в случае композита на основе ФПС и АД, при этом его величина слабо зависит от способа перемешивания. В случае композита на основе ФПС и МЖ больший прирост для ε (с 4.9 до 5.6 на 1 кГц) и $tg\delta$ (с 0.024 до 0.08 на 1 кГц) получен для способов перемешивания с большей энергией воздействия – УЗД и ВПРМ на 3500 об/мин.

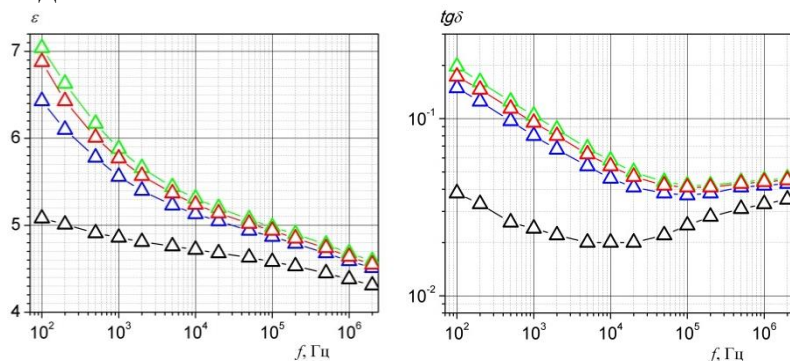


Рис. 2. ε и $tg\delta$ композитов на основе ФПС и АД

Наблюдаемая частотная дисперсия ε и $tg\delta$ композитов в низкочастотной области ($10^2 \dots 2 \cdot 10^6$ Гц) является следствием «медленных» механизмов поляризации и потерь и, несомненно, указывает на наличие в объеме композита мелкодиспергированной жидкой фазы, состоящей из магнитной жидкости либо аквадага. Предположение о

дисперсности жидкой фазы хорошо соотносится с высокими значениями удельного объемного сопротивления ρ_v композитов.

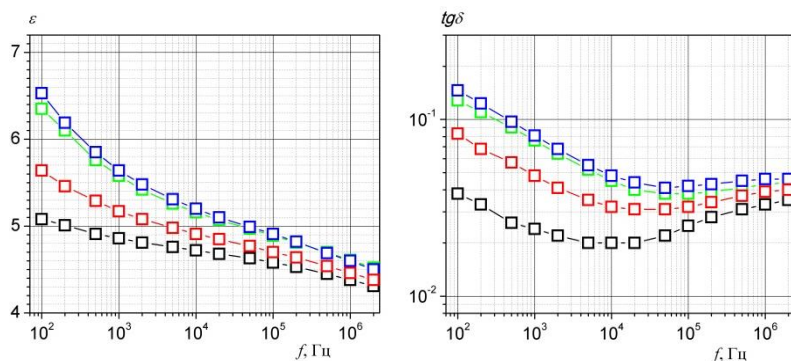


Рис. 3. ϵ и $\text{tg}\delta$ композитов на основе ФПС и МЖ

Таким образом, предварительные задачи получения композиционных материалов типа твердой эмульсии можно считать выполненными: получены образцы композитов на основе фотополимерной смолы и аквадага - коллоидального раствора графита в воде, либо магнитной жидкости на водной основе с цитратным буфером. Показано, что полученные композиционные материалы могут содержать жидкую фазу в виде капель различной дисперсности.

Перспективный план исследований композиционных материалов типа твердой эмульсии предполагает: расширение номенклатуры используемых жидкофазных наполнителей; достижение баланса между энергией перемешивающего (структурирующего) воздействия и размером капель наполнителя в результате этого воздействия; увеличение числа измеряемых материальных параметров композитной среды и установление связей между ними; разработка методов воздействия для управления электрофизическими, электродинамическими и акустическими параметрами среды.

Перспективная задача исследований – создание на основе композиционных материалов типа твердой эмульсии акустических и электродинамических сред с управляемыми параметрами (акустический импеданс, диэлектрическая восприимчивость, поляризуемость, намагничивание, затухание для разных типов акустических и электромагнитных волн), что может найти практическое применение в работах по синтезу новых функциональных материалов, а также при создании управляемых радиотехнических модулей.

Авторы выражают благодарность коллегам из ИБХФ РАН Байбуртскому Ф.С. и Горшеневу В.Н за предоставленную для исследований магнитную жидкость на водной основе с цитратным буфером.

Работа выполнена по госзаданию ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН FFWZ-2024-0006.

Список литературы

1. A. Fionov, I. Kraev, G. Yurkov et al. *Polymers*. 14, 3026 (2022).
2. Воюцкий С.С. Курс коллоидной химии. Москва: Химия, 1975. 512 с.
3. A.G. Kiselev, A.S. Fionov, V.V. Kolesov, V.P. Melnikov. *Radioelektronika. Nanosistemy. Informacionnye tehnologii*. 18(3), 287–294 (2026).

ОСОБЕННОСТИ УПРАВЛЯЕМОГО СИНТЕЗА НАНОЧАСТИЦ СТРУКТУРИРОВАННЫХ МАГНЕТИКОВ

**П.А. Ряполов¹, Л.С. Агеева, Н.А. Борщ, А.М. Чернов,
К.А. Матарыкин, И.А. Шабанова**

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования «Юго-Западный государственный университет»,
Россия, 305040, Курская область, г. Курск, ул. 50 лет Октября, 94
e-mail: r-piter@yandex.ru¹,

Аннотация. Обсуждается технология гидротермального синтеза как определяющего фактора управления структурой синтезируемого наномангнетика. Двух-стадийный гидротермальный синтез наноферрита кобальта приводится в качестве примера эффективности такого подхода.

Ключевые слова: управляемый синтез наночастиц магнетиков, наноферрит кобальта, гидротермальный синтез, додецилсульфат натрия.



РЯПОЛОВ Петр Алексеевич в 2021 году защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора наук по теме: «Магнито-жидкостные системы при магнитных и акустических воздействиях». Имеет свыше 300 научных публикаций, в том числе 125 статей, 22 авторских свидетельства на изобретение и патента РФ, 55 статей в иностранных журналах. В настоящее время является деканом факультета цифровых технологий, д.ф.м.н., доцентом Юго-Западного государственного университета. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФ.

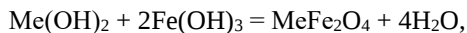
К структурированным магнетикам относятся материалы с упорядоченной магнитной структурой на микро- и наноуровне, обладающие уникальными магнитными свойствами [1]. Такие материалы востребованы для высокоточных датчиков, электронной памяти, спинтроники и прочих современных технологий [2]. К ключевым особенностям управляемого синтеза наномангнетиков относится контроль размера и морфологии наночастиц, формирование заданной кристаллической структуры, функционализация поверхности, выбор технологии синтеза, которые и определяют их магнитные свойства: магнитную анизотропию, коэрцитивность и намагниченность, обеспечивая, в целом, соответствие конкретным техническим или биомедицинским задачам [3, 4].

Технология синтеза – определяющий фактор управления структурой, задающий основные свойства магнитных наноматериалов.

Настоящая работа на примере синтеза наноферрита кобальта демонстрирует возможности нового подхода к методу гидротермального синтеза наноферритов, позволяющего управлять структурой наномангети-

ков, исследовать влияние размерных эффектов и допирования на функциональные характеристики получаемых неорганических материалов различного назначения [5].

Обычно используемый метод гидротермального синтеза основан на химической реакции образования феррита при совместном осаждении гидроксида железа и гидроксида соответствующего металла (II):



где Me – двухвалентный катион Co, Cu, Fe, Ni, Mn, Zn, Mg, Ba, Sr, Ca или их комбинация. Этот простой метод можно модифицировать, если совместное осаждение проводить в два этапа. На первом этапе реакцию совместного осаждения проводят в растворе додецилсульфата натрия (или другого ПАВ) с концентрацией, близкой к критической концентрации мицеллообразования [6, 7]. На втором этапе полученную реакционную массу переносят в автоклав и выдерживают при заданной температуре в течение определенного периода времени.

К управляющим параметрам структурой наномангнетика в этом случае относится pH водной суспензии гидроокисей, температура и длительность автоклавной обработки, а также природа и концентрация ПАВ и допирующей добавки двух- или трехвалентного катиона металла.

Эффективность такой технологии подтверждается результатами синтеза наноферрита кобальта по следующей методике. Готовили по 200 мл растворов хлорида железа (III) с концентрацией $2 \cdot 10^{-3}$ моль/л и хлорида кобальта (II) с концентрацией $1 \cdot 10^{-3}$ моль/л в растворе додецилсульфата натрия с концентрацией $2 \cdot 10^{-3}$ моль/л. Полученные растворы смешивали в стакане вместимостью 500 мл, смесь подогревали до 70°C , после чего прибавляли по каплям 25%-ный раствор аммиака до pH 10. Полученную суспензию перемешивали в течение 1 ч при температуре не выше 80°C , переносили в автоклав с тефлоновым покрытием и выдерживали при 180°C в течение 3 ч. Образующийся черный осадок отделяли, промывали бидистиллированной водой и сушили при 100°C в течение 5 ч.

По данным энергодисперсионного анализа полученного мелкодисперсного порошка молярное соотношение Fe:Co = 2:1. Дифрактограмма полученного продукта (рис. 1) соответствует дифрактограмме шпинели феррита [8]. Размер нанокристаллитов феррита кобальта, рассчитанный по формуле Дебая–Шеррера, составил 5.5 нм: $D = K\lambda / \beta \cos\theta$, где $K = 0.89$; $\lambda = 0.15406$ нм; β – ширина рефлекса с максимумом $2\theta = 36^\circ$, выраженная в рад.

В ЭПР спектре порошка феррита кобальта, стабилизированного додецилсульфатом натрия, проявляется характерная волна ферромагнитного резонанса (рис. 2).

В магнитном поле этот порошок феррита кобальта намагничивается

(рис. 3). В координатах $M = f(1/H)$ наблюдается линейная зависимость, из уравнения регрессии которой определена величина коэрцитивной силы полученного феррита кобальта: 39.74 кА/м (рис. 4). По результатам магнитных измерений определен также минимальный и максимальный диаметр нанокристаллитов ферритов кобальта: 5.4 и 6.5 нм, соответственно, что согласуется данными дифрактометрии.

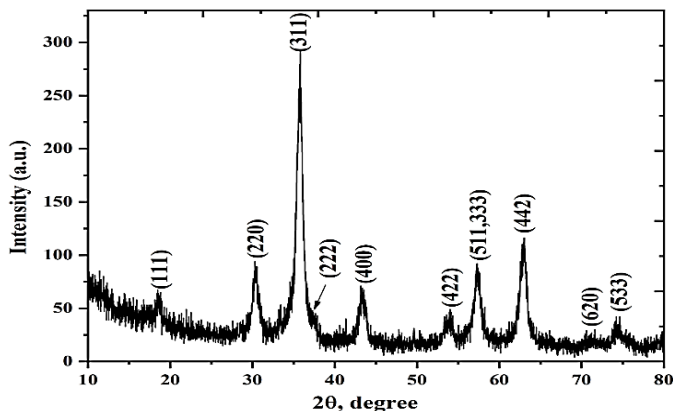


Рис. 1. Дифрактограмма наноферрита кобальта, стабилизированного додецилсульфатом натрия

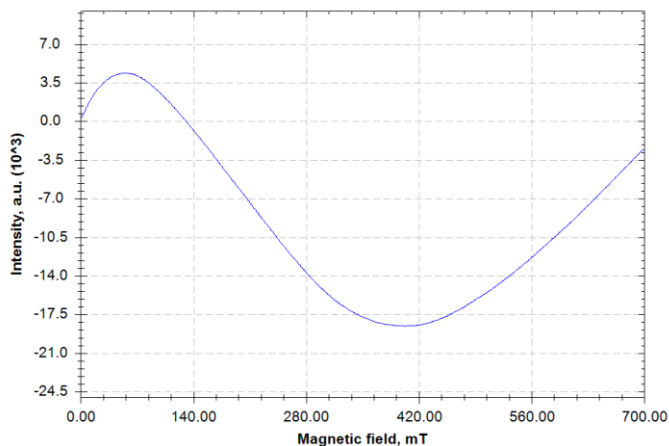


Рис. 2. ЭПР спектр мелкодисперсного порошка наноферрита кобальта, стабилизированного додецилсульфатом натрия

Как следует из приведенных данных, совокупность наноразмерных и магнитных свойств феррита кобальта, стабилизированного додецилсульфатом натрия, позволяет рекомендовать его в качестве основы магнитной жидкости в водной среде.

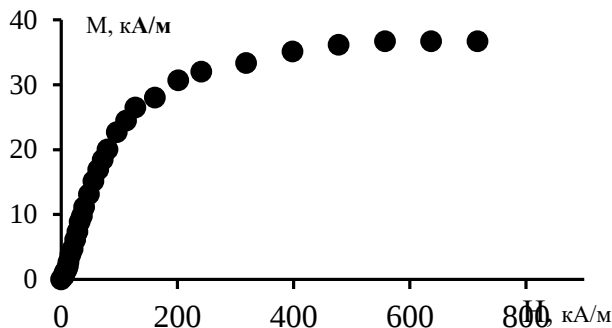


Рис. 3. Кривая намагниченности порошка наноферрита кобальта, стабилизированного додецилсульфатом натрия

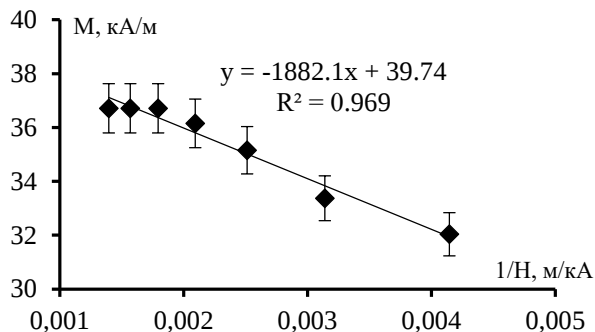


Рис. 4. Линеаризованная функция $M = f(1/H)$ для определения коэрцитивной силы феррита кобальта, стабилизированного додецилсульфатом натрия

Таким образом, технология двухстадийного гидротермального синтеза ферритов позволяет организовать управляемый синтез наночастиц структурированных магнетиков.

Статья подготовлена в рамках государственного задания на 2026 год №075-03-2026-489.

Список литературы

1. Пряжников Д.В., Кубракова И.В. Магнитные наноразмерные материалы

с модифицированной поверхностью: получение и исследование структуры, состава и свойств // Журнал аналитической химии, 2021, Т. 76, № 6, стр. 496-521.

2. Gorbachev E.A., Soshnikov M.V., Alyabyeva L.N. et al. Sub-terahertz/terahertz electron resonances in hard ferrimagnets // Materials Today, V. 63. 2023. P. 99-107.

3. Nedaa M. Refat, Mostafa Y. Nassar, Sadeek A. Controllable one-pot hydrothermal synthesis of spherical cobalt ferrite nanoparticles: synthesis, characterization, and optical properties // RSC Adv. 2022. V. 12. P. 25081–25095.

4. Mirgorod Yu.A., Borsch N.A., Storozhenko A.M., Ageeva L.S. Emergent properties of magnetic ions and nanoparticles in micellar solutions of surfactants: use in fine technologies // Fine Chemical Technologies. 2023. Т. 18. № 5. С. 471–481.

5. Агеева Л.С., Борщ Н.А., Чернов А.М., Кузьменко А.П., Пугачевский М.А., Родионов В.В., Ряполов П.А. Гидротермальный синтез наночастиц феррита кобальта, стабилизированного додецилсульфатом натрия и олеиновой кислотой, и его характеристика // Неорганические материалы. 2026. Т. 62. № 3–4. С. 434–440.

6. Mirgorod Yu.A., Borshch N.A., Fedosyuk V.M., Yurkov G.Yu. The structure and magnetic properties of cobalt ferrite nanoparticles synthesized in a system of direct micelles of amphiphiles by means of ion floeotextraction // Russ. J. Phys. Chem. A. 2012. V. 86. № 3. P. 418–423.

7. Миргород Ю.А., Борщ Н.А., Федосюк В.М., Юрков Г.Ю. Мангнитные свойства наночастиц феррита никеля, полученных флотоэкстракционным методом // Неорган. материалы. 2012. Т. 48. № 12. С. 1375-1380.

8. Sonal Singhal, Tsering Namgyal, Sandeep Bansal, Kailash Chandra Effect of Zn Substitution on the Magnetic Properties of Cobalt Ferrite Nano Particles Prepared Via Sol-Gel Route // J. Electromagn. Anal. Appl. 2010. V. 2. P. 376-381.

МИКРОФЛЮИДНЫЙ СИНТЕЗ И АНИЗОТРОПИЯ ФОРМЫ АКТИВНЫХ ГЕТЕРОГЕННЫХ КАПЕЛЬ НА ОСНОВЕ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

П.А. Ряполов¹, Е.А. Соколов, Д.А. Калюжная, Е.В. Шельдешова,
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования «Юго-Западный государственный университет»,
Россия, 305040, Курская область, г. Курск, ул. 50 лет Октября, 94,
e-mail: r-piter@yandex.ru¹,

Аннотация. В системах адресной доставки лекарственных средств чаще всего используются двойные эмульсии, в которых внутреннее ядро с препаратом защищено оболочкой, способной высвободить лекарство в нужный участок организма. Одним из компонентов такой многофазной системы может составлять магнитная жидкость, обладающая магнитным откликом. Приложение внешнего магнитного поля позволяет не только влиять на форму и контролировать содержание капель, но и управлять их положением. Для того, чтобы добиться малого и однородного размера капель эмульсии «масло в масле в воде» в работе использовался микрофлюидный чип для двойного эмульгирования, обеспечивающий стабильные параметры капель.

Ключевые слова: магнитная жидкость, анизотропия формы, капельная микрофлюидика, магнитное поле, двойная эмульсия



РЯПОЛОВ Петр Алексеевич в 2021 году защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора наук по теме: «Магнитожидкостные системы при магнитных и акустических воздействиях». Имеет свыше 300 научных публикаций, в том числе 125 статей, 22 авторских свидетельства на изобретение и патента РФ, 55 статей в иностранных журналах. В настоящее время является деканом факультета цифровых технологий, д.ф.-м.н., доцентом Юго-Западного государственного университета. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грандами РФ.

СОКОЛОВ Евгений Александрович в 2025 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата наук по теме: «Динамика магнитоактивных дисперсных капельных систем в неоднородных магнитных полях». Имеет 120 научных публикаций, в том числе 42 статьи, 3 авторских свидетельства на изобретение и патента РФ, 14 статей в иностранных журналах. В настоящее время является преподавателем Юго-Западного государственного университета.

КАЛЮЖНАЯ Дарья Анатольевна в настоящий момент является аспирантом Юго-Западного государственного университета. Имеет 55 научных публикаций, в том числе 18 статей, 3 авторских свидетельства на изобретение и патента РФ, 6 статей в иностранных журналах.

ШЕЛЬДЕШОВА Елена Владимировна в 2023 году защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата наук по теме: «Динамика и свойства магнитной жидкости при механических, температурных и магнитных воздействиях». Имеет 96 научных публикаций, в том числе 27 статей, 2 авторских свидетельства на изобретение и патента РФ, 9 статей в иностранных журналах. В настоящее время является старшим преподавателем Юго-Западного государственного университета.

Магнитные жидкости (МЖ) представляют собой коллоидный раствор магнетитовых наночастиц, стабилизированных поверхностно-активным веществом (ПАВ), в жидкости-носителе [1, 2]. В лабораторных условиях магнитные жидкости синтезируются в малых объемах [3], что ограничивает возможность использования в нескольких исследованиях. Поэтому использование микрофлюидных чипов является оптимальным решением, когда необходимо использовать малое количество образцов [4].

Большое разнообразие способов изготовления микрофлюидных устройств позволяет производить чипы с различными геометрическими параметрами и конфигурациями [5]. В работе используется микрофлюидный чип для синтеза двойных эмульсий с помощью геометрии двойной фокусировки потока. Двойные эмульсии представляют собой капельные системы, состоящие из внутреннего ядра, заключенного в оболочку, который диспергирован во внешней жидкости. В такие эмульсии могут добавляться магнитные компоненты, например, частицы [6, 7] или магнитные жидкости [8] для управления структурой и динамикой капель с помощью внешнего магнитного поля [9, 10]. Магнитная жидкость может быть использована как в качестве внутренней сердцевинки [11], так и в качестве составляющей Янус-капель [12], а в качестве оболочки капель МЖ выступает редко, а способ получения такой системы заключается в инкапсуляции немагнитного ядра через межфазный слой, состоящий из МЖ и другой немагнитной жидкости [13]. Оболочка необходима для улучшения стабильности капель, биодоступности и контролируемого взаимодействия с внешними раздражителями [14].

В работе представлены результаты исследования микрофлюидного формирования и анизотропии формы капель эмульсии «масло в масле в воде» (М/М/В), в которой средней фазой (оболочкой) является слабо концентрированная МЖ на минеральном масле с содержанием ПАВ – Span 80 5% по массе. В качестве внутренней фазы использовалось маловязкое фторуглеродное масло Fluorinert FC-40 в чистом виде. Внешняя или непрерывная фаза представлена в виде раствора ПАВ Sodium coco-sulfate с массовой долей 10% в дистиллированной воде. В табл. 1 представлены основные физические характеристики используемых жидкостей.

Табл. 1. Физические характеристики образцов

Фазы Параметры	Внутренняя фаза	Средняя фаза	Внешняя фаза
	Fluorinert FC-40	МЖ	Дист. вода+10% Sodium coco-sulfate
ρ , кг/м ³	1860	897	1009
φ , %	–	1.35	–
η , мПа·с	4.2	39.6	1.0
M_S , кА/м	–	8.7	–
σ , Н/м	0.016	0.038	0.042

Эмульсия М/М/В генерировалась в микрофлюидном чипе с двойной фокусировкой потока (рис. 1а), который является одним из основных узлов экспериментальной установки (рис. 1б). Микрофлюидное устройство 1 подключено к трехканальному шприцевому насосу, контролирующему расход жидкостей с точностью $\pm 2\%$. Скорость перекачки внутренней фазы составляла 0.0054 мкл/с, средней фазы – 0.0054 мкл/с и для внешней фазы – 0.075 мкл/с. Процесс генерации двойной эмульсии фиксировался на цифровой микроскоп МИКМЕД WiFi 2000X 5.0 3, видеофайлы которого обрабатывались на компьютере 4 в программных комплексах NI LabView и Digimizer. Для расчета размерных характеристик каплей использовался калибровочный слайд Levenhuk.

Процесс генерации двойной эмульсии проходил в два этапа. Первый этап заключался в эмульгировании одинарной эмульсии «масло в масле», где капли фтороуглеродного масла диспергировались в МЖ на основе масла (область 1 на рис. 2а). Затем одинарная эмульсия диспергируется в воде (область 2 на рис. 2а и рис. 2б) и, таким образом, формируется двойная эмульсия «ядро-оболочка» (рис. 2в).

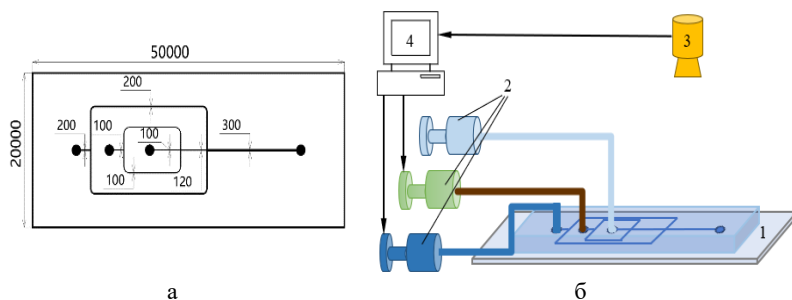


Рис. 1. Экспериментальная установка: а – схема микрофлюидного чипа с двойной фокусировкой потока (размеры указаны в мкм), б – схема установки: 1 – микрофлюидный чип, 2 – трехканальный шприцевой насос, 3 – цифровой микроскоп, 4 – компьютер

Исследовалось более 400 каплей «ядро-оболочка», полученных в процессе пяти независимых экспериментов. При оценке размерных характеристик эмульсии с помощью гистограмм распределения по размерам (рис. 3) внешний диаметр каплей (рис. 3а) составляет $211.4 \text{ мкм} \pm 3.8 \text{ мкм}$, коэффициент вариации C_v составляет 1.82%, коэффициент полидисперсности составляет 0.005. Средний диаметр ядра каплей эмульсии (рис. 3б) составляет $155.7 \text{ мкм} \pm 8.7 \text{ мкм}$, коэффициент вариации составляет 5.59%, а коэффициент полидисперсности составляет 0.236. Разница между внешним и внутренним диаметром каплей составляет 1.36, объем немагнитного ядра занимает 40% от объема всей

капли. Также в капле содержится $\sim 0,81\%$ магнитных наночастиц.

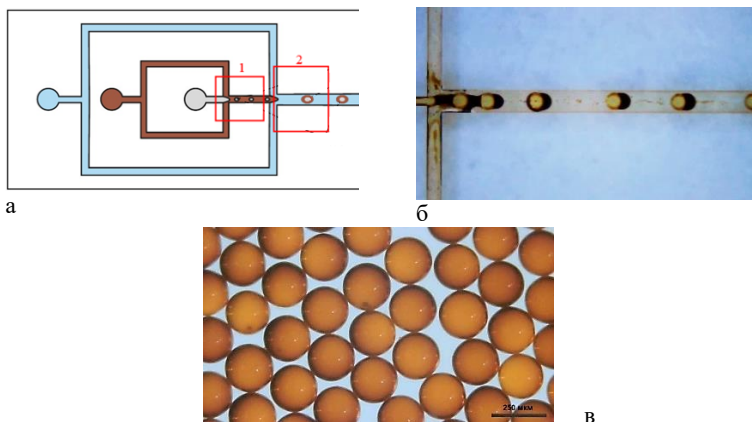


Рис. 2. Формирование двойной эмульсии «ядро-оболочка»: а – процесс двухэтапного эмульгирования в микрофлюидном чипе (1 – область, где происходит генерация одинарной эмульсии; 2 – область, где происходит образование двойной эмульсии); б – микрофотография образования двойной эмульсии; в – микрофотография двойной эмульсии (линейка шкалы 250 мкм)

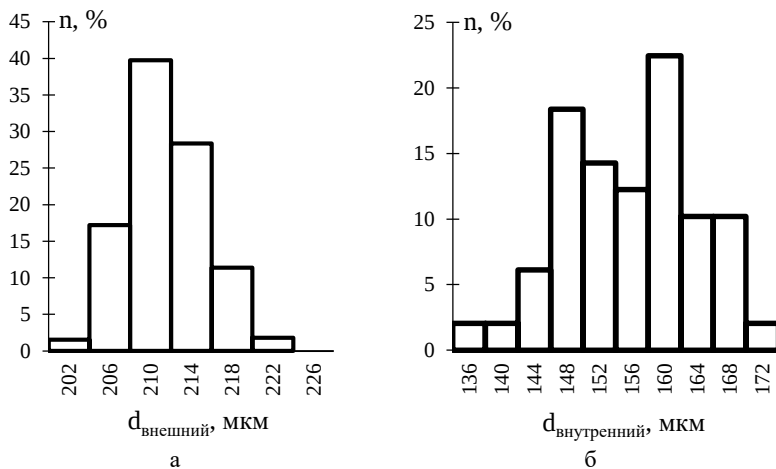


Рис. 3. Гистограммы распределения капель двойной эмульсии по размерам: а – для внешнего диаметра капель, б – для внутреннего диаметра капель

Изначально после синтеза капли имели сферическую форму, однако с течением времени происходило их постепенное превращение в капли

в форме гантели (рис. 4а). Процесс превращения капель был спонтанным и не требовал никакого внешнего воздействия, кроме гравитационного поля. Внутреннее ядро капли мигрирует через границу раздела вода/масло (рис. 5). На рис. 6 показана зависимость смещения ядра относительно оболочки ($z/d_{\text{внутренний}}$, где z – расстояние от границы раздела вода/масло до края ядра) от времени t . Чем дольше хранилась эмульсия, тем больше смещалось ядро капли. Полное разрушение эмульсии происходило за 60 дней после синтеза.

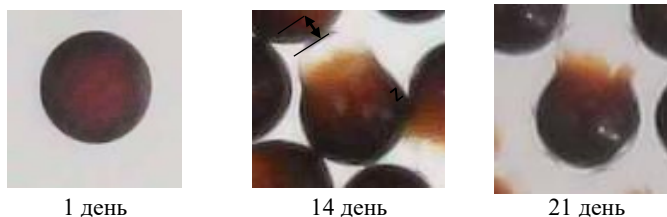


Рис. 5. Процесс миграции внутреннего ядра через границу вода/масло с течением времени

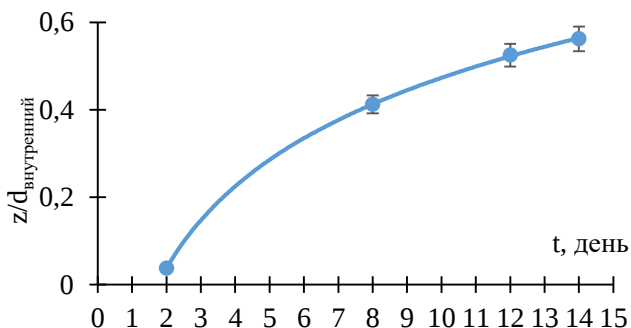


Рис. 6. Зависимость положения внутреннего ядра от времени

Помимо гантелевидных были получены капли бочкообразной формы. Такая структура эмульсии образовалась за счет длительного действия поперечного магнитного поля величиной напряженности 196.61 кА/м постоянного магнита (рис. 7). Под действием магнитной силы происходит перераспределение оболочки МЖ на поверхности капли. МЖ концентрируется на «экваторе» внутреннего ядра по направлению изолиний магнитного поля.

Чтобы предотвратить миграцию внутреннего ядра капли, в исходную эмульсию во внешнюю фазу добавлялся раствор гидроксида натрия

NaOH, чтобы ее концентрация составляла 0.7%. Sodium coco-sulfate является анионным ПАВ, поэтому катионы Na^+ будут защищать отрицательно заряженные группы молекул ПАВ. Из-за уменьшенного отталкивания молекул Sodium coco-sulfate друг от друга, они будут более плотно упакованы на границе раздела фаз. pH внешней фазы из нейтрального изменился до щелочного и составил 12,66.

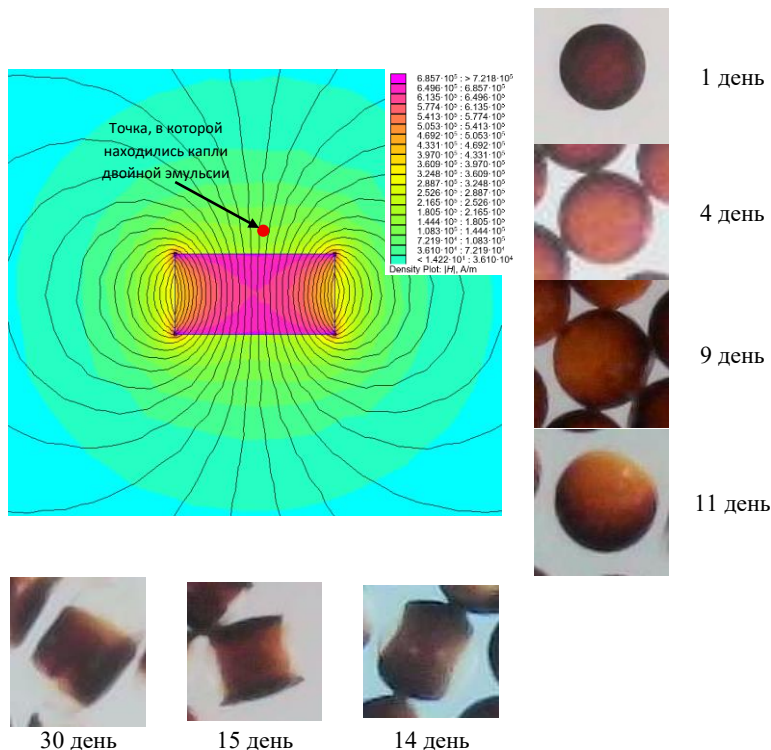


Рис. 7. Действие магнитного поля напряженностью 196.61 кА/м на двойную эмульсию с течением времени

На следующий день капли остались сферическими, но внешняя оболочка раскололась и можно было увидеть сегмент, образованный внутренним ядром (рис. 8).

Таким образом, с помощью различных воздействий: гравитационных, магнитных или химических, были получены капли различной формы из капель «ядро-оболочка». При старении эмульсии только под действием гравитационного поля образуются капли гантелевидной формы. Если

сферические бинарные капли в дополнение к гравитационному полю подвергать воздействию постоянного магнитного поля, то в процессе старения эмульсии капли приобретают бочкообразную структуру.

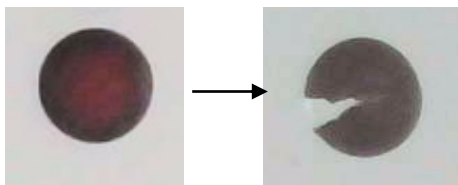


Рис. 8. Сегментированная капля двойной эмульсии, образованная при добавлении раствора NaOH

Для предотвращения миграции внутреннего ядра капли к водному раствору Sodium coso-sulfate добавляли гидроксид натрия. Результаты экспериментов показывают, что в данном случае образуются не бочкообразные капли, а сегментированные капли. Они имеют сферическую форму, оболочка МЖ неравномерно распределена по поверхности внутреннего ядра капли. Благодаря своей анизотропной структуре капли двойной эмульсии обладают рядом уникальных свойств и могут использоваться в качестве мягких роботов. Такие капли могут быть использованы в микрореакторах для смешивания жидкостей и транспортировки грузов.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 26-12-00212, <https://rscf.ru/project/26-12-00212/>

Список литературы

1. Ryapolov P., Vasilyeva A., Kalyuzhnaya D., Churaev A., Sokolov E., Shel'deshova E. Magnetic Fluids: The Interaction between the Microstructure, Macroscopic Properties, and Dynamics under Different Combinations of External Influences // *Nanomaterials*, 2024. 14, 2. P. 222.
2. Yang W., Zhang Y., Yang X., Sun C., Chen Y. Systematic analysis of ferrofluid: a visualization review, advances engineering applications, and challenges // *Journal of Nanoparticle Research*, 2022. 24, 6. P. 102.
3. Полунин В. М. Акустические свойства нанодисперсных магнитных жидкостей – Москва: Физматлит, 2012. – 384 с.
4. Zeng L., Chen X., Zhang R., Hu S., Zhang H., Zhang Y., Yang H. High-resolution separation of nanoparticles using a negative magnetophoretic microfluidic system // *Micromachines*, 2022. 13, 3. P. 377.
5. Hajam M.I., Khan M.M. Microfluidics: a concise review of the history, principles, design, applications, and future outlook // *Biomaterials Science*, 2024. 12, 2. P. 218-251.

6. Li A., Li H., Li Z., Zhao Z., Li K., Li M., Song Y. Programmable droplet manipulation by a magnetic-actuated robot // *Science advances*, 2020. 6, 7. P. eaay5808.
7. Escribano-Huesca A., Gila-Vilchez C., Amaro-da-Cruz A., Leon-Cecilla A., Palomo M.G., Ortiz-Ruiz S., Ruiz F.G., Moya-Ramirez I., Lopez-Lopez M.T., Rodriguez-Arco L. Dynamically reconfigurable micro-patterned hydrogels based on magnetic pickering emulsion droplets // *Macromolecular Rapid Communications*, 2024. 45, 18. P. 2400242.
8. Huang X., Saadat M., Bijarchi M.A., Shafii M.B. Ferrofluid double emulsion generation and manipulation under magnetic fields // *Chemical Engineering Science*, 2023. 270. P. 118519.
9. Lu L., Zhao H., Lu Y., Zhang Y., Wang X., Fan C., Li Z., Wu Z. Design and control of the magnetically actuated micro/nanorobot swarm toward biomedical applications // *Advanced Healthcare Materials*, 2024. 13, 15. P. 2400414.
10. Yang L., He X., Li W., Shang L. Bioinspired magnetic janus core-shell micromotors for delivery of stem cells and vascular endothelial growth factor in bone regeneration // *Advanced healthcare materials*, 2026. 15, 3. P. e01294.
11. Zhou K., Li J., Li W., Zhang Y., Wang K., Xiong X., Li S., Chen X., Cheng H., Qiu J., We R. Preparation and Magnetic Manipulation of Fe₃O₄/Acrylic Resin Core-Shell Microspheres // *Langmuir*, 2023. 39, 32. P. 11459-11467.
12. Yuet K. P., Hwang D. K., Haghgooie R., Doyle P. S. Multifunctional superparamagnetic Janus particles // *Langmuir*, 2010. 26, 6. P. 4281-4287.
13. Gunjan M.R., Banerjee U., Misra S., Mitra S.K. Manipulation of ferrofluid-wrapped drops: translation, coalescence, and release // *Advanced Materials Interfaces*, 2023. 10, 18. P. 2300144.
14. Singh R., Bhateria R. Core-shell nanostructures: a simplest two-component system with enhanced properties and multiple applications // *Environmental Geochemistry and Health*, 2021. 43, 7. P. 2459-2482.
15. Fang J.H., Lai Y.H., Chiu T.L., Chen Y.Y., Hu S., Chen S. Magnetic core-shell nanocapsules with dual-targeting capabilities and co-delivery of multiple drugs to treat brain gliomas // *Advanced healthcare materials*, 2014. 3, 8. P. 1250-1260.

**ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
И КОЛЛОИДНАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ,
ПРОЦЕССЫ АГРЕГАЦИИ**

ТЕРМОГРАВИМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ НА ОСНОВЕ ПОЛИМЕТИЛСИЛОКСАНА

В.М. Кожевников, Ю.А. Ларионов, И.Ю. Чуенкова

Федеральное государственное автономное бюджетное образовательное
учреждение высшего образования
«Северо-Кавказский федеральный университет»
Россия, 355017, г. Ставрополь, ул. Пушкина, 1
e-mail: vmk1952@mail.ru

Аннотация. В работе представлены результаты экспериментальных исследований магнитных жидкостей на основе полиметилсилоксана. На основе термогравиметрического анализа определен ресурс работоспособности магнитной жидкости, используемой в магнитожидкостных уплотнениях.

Ключевые слова: магнитная жидкость, ресурс работоспособности, структура, испаряемость, седиментационная устойчивость, магнитное поле.



КОЖЕВНИКОВ Владимир Михайлович, доктор технических наук, профессор, профессор кафедры электроэнергетических систем и электроснабжения факультета нефтегазовой инженерии Северо-Кавказского федерального университета. Область научных интересов: – электрофизика магнитоэлектрических коллоидов, исследования свойств магнитных жидкостей, магнитных композитов на их основе.



ЛАРИОНОВ Юрий Анатольевич, кандидат технических наук, доцент, доцент межинститутской базовой кафедры электроники, радиотехники и технологий машиностроения института перспективной инженерии Северо-Кавказского федерального университета. Автор более 100 научных работ. Область научных интересов: электрокинетические явления в коллоидных системах.



ЧУЕНКОВА Ирина Юрьевна, доктор физико-математических наук, доцент, профессор кафедры электроэнергетических систем и электроснабжения факультета нефтегазовой инженерии Северо-Кавказского федерального университета. Область научных интересов: исследования электрических и магнитных свойств магнитных жидкостей, магнитных композитов на их основе.

Введение. Устройствами, использующими магнитную жидкость (МЖ), являются уплотнения вращающихся валов, амортизаторы и стабилизирующие элементы устранения механических колебаний. При работе в магнитожидкостных уплотнениях (МЖУ) магнитная жидкость

подвергается воздействию повышенной температуры. Основные требования к магнитным жидкостям в уплотнениях: высокая намагниченность насыщения, оптимальная вязкость, термостойкость, коллоидная стабильность, низкое давление паров, жидкость не должна испаряться в вакуумных уплотнениях, должна быть химически стойкой и обладать смазывающей способностью [1, 2]. Температурная стабильность магнитной жидкости оценивается через комплекс лабораторных тестов, которые проверяют, насколько долго система может сохранять свои магнитные и реологические свойства при нагреве. Основным методом оценки стабильности является термогравиметрический анализ. Жидкость выдерживают в термостате при фиксированной высокой температуре в течение сотен часов. Это базовый тест, при котором образец медленно нагревают в контролируемой среде и оценивают потерю массы, а также стабильность (ускоренное старение). Целью работы было создание методики оценки ресурса работоспособности магнитной жидкости в МЖУ в случае отсутствия полного перечня ее физико-химических свойств.

Эксперимент. При работе МЖУ магнитная жидкость подвергается воздействию температуры до 130 °С. Устойчивость малых количеств магнитной жидкости при повышенной температуре является основной характеристикой работоспособности МЖУ. Были исследованы образцы магнитных жидкостей на основе полиметилселаксана с различными стабилизаторами, а также МЖ на основе трансформаторного масла (табл. 1). Наблюдение за состоянием структуры магнитной жидкости проводилось в тонком слое на оптической установке с терморегулированием [3].

Таблица 1. Образцы исследуемых магнитных жидкостей

Образец магнитной жидкости	Состав	Плотность, г/см ³	Намагниченность насыщения, М _∞
ПМС1	Магнетит–полиметилселаксан	1,29	28 кА/м
ПМС2	Магнетит–полиметилселаксан	1,24	27 кА/м
ПМС3	Магнетит–полиметилселаксан	1,26	30 кА/м
ПМС4	Магнетит–полиметилселаксан	1,35	43 кА/м
ММТ-25	Магнетит– трансформаторное масло	1,20	25 кА/м

Исследование устойчивости тонкого слоя жидкости (0,7 – 0,8 мм) показали следующие результаты: при температуре от 20 до 25°C жидкость ПМС1 сохраняла свою однородность, образование трещин в слое происходило при температуре 70°C; жидкость ПМС2 расслаивалась при 25°C; для жидкостей ПМС3, ПМС4 и ММТ-25 расслоение не наблюдалось при нагревании до 125°C. Устойчивость МЖ в тонком слое следует считать критерием работоспособности жидкости в МЖУ [3].

В процессе работы магнитожидкостного уплотнения испарение МЖ происходит в закрытом пространстве, поэтому для определения интенсивности потери массы в условиях, приближенных к рабочим, испытание образцов магнитных жидкостей проводилось как в открытом, так и в закрытом пространстве (сушильном шкафу). Критерием испаряемости был выбран параметр изменения массы МЖ $\Delta m/m_i \cdot 100 \%$, где $\Delta m = m_0 - m_i$, m_0 – масса жидкости до нагрева, m_i – масса жидкости при i -м измерении.

При исследовании в открытом пространстве кювета с исследуемой МЖ помещалась на нагревательную поверхность, температура которой менялась от 30 до 130°C. Кювета взвешивалась через каждые 30 минут в течение 6 часов, и рассчитывалось относительное изменение массы. Для жидкости ПМС3 графики зависимости относительного изменения массы в % от времени выдержки при фиксированной температуре нагрева представлены на рис. 1. Определена средняя скорость потерь массы за 4 часа нагревания при данных температурах без учета первого часа нагревания. Используя среднюю скорость потерь массы, было рассчитано время, за которое слой МЖ испарится (результаты для жидкостей ПМС3 и ПМС4 приведены в табл. 2). Исследовалось также относительное изменение массы при циклическом нагревании с двумя интервалами охлаждения. Кювета с жидкостью ПМС3 (слой 0,7–0,8 мм) сначала выдерживалась при температуре 90°C в течение одного часа, затем в течение двух часов 30 минут охлаждалась при температуре 18°C, и снова нагревалась при 90°C в течение 1 часа 30 минут и вторично охлаждалась в течение 17 часов 30 минут. После второго интервала охлаждения жидкость снова выдерживалась при 90 °C. Скорости потерь массы для ПМС3 составляли: 0,090 % в час для непрерывного процесса и 0,085 % в час для режима с интервалами охлаждения, таким образом, цикличность нагревания на скорость испарения влияла незначительно. Зависимость средней скорости потерь массы от температуры для слоя ПМС3 толщиной 0,7–0,8 мм представлена на рис. 2.

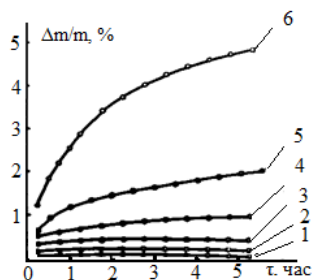


Рис. 1. Зависимость относительного изменения массы жидкости ПМС3 от времени выдержки при температуре: 1– 30 °С; 2 – 50 °С; 3 – 70 °С; 4 – 90 °С; 5 – 110°С; 6 – 130 °С

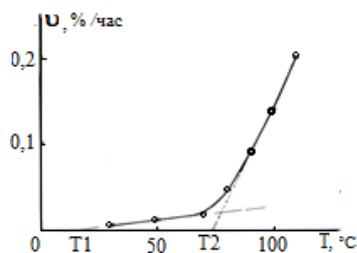


Рис. 2 Зависимость средней скорости испарения от температуры для жидкости ПМС3

Используя экстраполяцию, были определены две критические для этой жидкости температуры: $T_1 = 17^\circ\text{C}$ и $T_2 = 75^\circ\text{C}$. При $T_1 = 17^\circ\text{C}$ скорость потерь массы стремилась к нулю, что подтверждалось экспериментом по испарению ПМС3 при комнатной температуре ($T = 25^\circ\text{C}$), масса МЖ изменилась на 0,02 % за 48 суток наблюдения, скорость испарения составляла $1,85 \cdot 10^{-5} \%$ в час. При температуре $T_2 = 75^\circ\text{C}$ происходило резкое возрастание скорости потерь массы.

Таблица 2. Зависимость времени испарения МЖ от температуры

Марка МЖ	Температура нагрева, $^\circ\text{C}$	Средняя скорость потерь массы, $\%/ \text{час}$	Время испарения, час
ПМС3, слой 0,7 – 0,8 мм	30	0,005	1000
	50	0,013	385
	70	0,018	278
	90	0,09	56
	110	0,20	25
ПМС4, слой 0,7 – 0,8 мм	30	0,025	460
	50	0,175	67
	70	0,575	20
	90	0,70	17
	110	0,80	15

Была определена скорость потерь массы при различной толщине слоя (до 8 мм). Временные и скоростные зависимости относительного изменения массы ПМС3 в слое различной толщины в открытом про-

странстве при температуре 120 °С приведены на рис. 3–4. Согласно полученным результатам скорость потерь массы ПМС3 росла с увеличением толщины слоя жидкости до 6 мм.

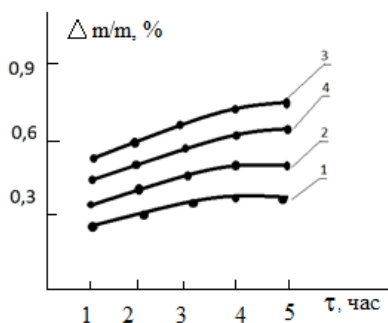


Рис. 3. Зависимости относительного изменения массы МЖ ПМС3 от времени для слоя толщиной: 1 – 2 мм, 2 – 4 мм, 3 – 6 мм, 4 – 8 мм; 1 – ПМС1, 2 – ПМС2, 3 – ПМС3, 4 – ПМС4, 5 – ММТ25

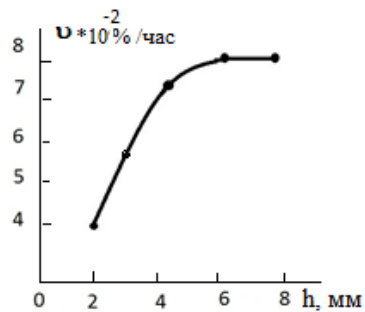


Рис. 4. Зависимости средней скорости испарения от толщины слоя МЖ ПМС3 при температуре 120 °С

При работе магнитожидкостного уплотнения испарение магнитной жидкости происходит в закрытом пространстве при температуре рабочей среды 120 °С. Для определения интенсивности испарения МЖ в этих условиях кювету с исследуемой жидкостью диаметром 27 мм, толщиной слоя 1 мм помещали в сушильный шкаф на 140 часов. Взвешивание кюветы производилось через каждые 5 часов выдержки. Зависимость потерь массы жидкости $\Delta m/m_i$ от времени испарения в сушильном шкафу показана на рис. 5. Скорость испарения жидкости ПМС1 равнялась 0,002 % в час. Для жидкостей ПМС2 и ПМС3 изменение массы составляло 0,003 % в час, для ПМС4 – 0,021% в час, для ММТ-25 – 0,045% в час. Процесс испарения в сушильном шкафу замедлялся по сравнению с испарением в открытом пространстве: для ПМС2 скорость испарения уменьшилась в ~60 раз, для ПМС4 – в ~40 раз.

На магнитную жидкость при работе в МЖУ действует неоднородное магнитное поле, что вызвало необходимость исследования испаряемости в данных условиях. Для определения влияния неоднородного магнитного на испарение магнитной жидкости кювета размером 10x5x12 мм из немагнитного материала с жидкостью помещалась в зазор между полюсами магнита, установленного в сушильном шкафу. Индукция магнитного поля в зазоре магнита при комнатной температуре

составляла 0,15 Тл; при температуре 120 °С индукция поля уменьшалась до 0,10 Тл. Контрольная кювета с таким же слоем жидкости располагалась на той же высоте в сушильном шкафу вне действия магнитного поля. Взвешивание кювет производилось каждый час выдержки. Зависимости относительного изменения массы для магнитных жидкостей от времени выдержки в магнитном поле и без поля показаны на рис. 6. Испарение в неоднородном магнитном поле происходило в несколько раз быстрее, чем без поля: для жидкости ПМС3 – в ~4 раза; для жидкости на трансформаторном масле ММТ-25 в ~4,5 раза.

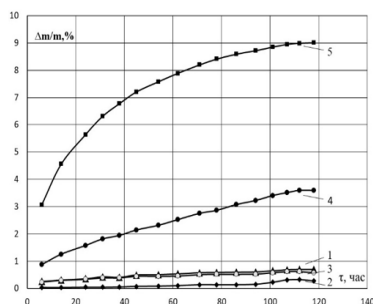


Рис. 5. Зависимость относительного изменения массы во времени для жидкостей

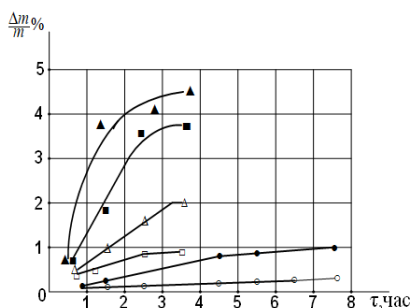


Рис. 6. Зависимость относительного изменения массы для магнитных жидкостей: ПМС3 (● – в магнитном поле, ○ – без поля) ММТ-25 (■ – в магнитном поле, □ – без магнитного поля) МК-72 (▲ – в магнитном поле, △ – без магнитного поля) при температуре 115 °С

В неоднородном магнитном поле происходило перераспределение концентрации частиц, приводящее к увеличению их числа в области наибольшей напряженности магнитного поля. Пробирка с ПМС3 помещалась в неоднородное магнитное поле напряженностью $H_{\max} = 72$ кА/м, высота слоя МЖ – 30 мм. Через 100 часов наблюдения плотность жидкости по высоте кюветы составляла: верхний слой МЖ $\rho = 1,21$ г/см³; средний слой $\rho = 1,265$ г/см³; нижний слой $\rho = 1,275$ г/см³. Увеличивалась концентрация частиц в области наибольшей напряженности магнитного поля. Перераспределение частиц в неоднородном магнитном поле объясняет ускорение испаряемости магнитной жидкости. С учетом изменения скорости испарения МЖ в магнитном поле и в условиях закрытого пространства, можно оценить время работоспособности жидкости в ЖУ.

Выводы. Проведенные термогравиметрические испытания магнитных жидкостей на основе полиметилселаксана в условиях открытого и закрытого пространства и при воздействии неоднородного магнитного поля позволили определить ресурс их работоспособности в магнито-жидкостных уплотнениях.

Список литературы

1. Сизов А.П., Комельков В.А., Топоров А.В., Винокуров М.В. Методика определения долговечности магнито-жидкостных устройств для использования в пожарной технике // Современные проблемы гражданской защиты (Вестник Воронежского института ГПС МЧС России). 1(30) 2019. С. 83–87.
2. Сучилин В.А., Грибут И.Э., Голиков С.А. Применение магнитной жидкости в технологиях сервиса транспортных средств // Электротехнические и информационные комплексы и системы. № 4, Т. 7, 2011. С. 41–45.
3. Кожевников В.М., Ларионов Ю.А., Чуенкова И.Ю. Исследование физико-химических свойств магнитных жидкостей с целью определения ресурса работоспособности // Материалы 13-й Международной Плесской конференции по нанодисперсным магнитным жидкостям. Плес, 2018, МГУ. С. 131–132.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ И РЕЛАКСАЦИОННЫХ СВОЙСТВ АНСАМБЛЯ ОБЕЗДВИЖЕННЫХ СУПЕРПАРАМАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ В ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНО ПОЛЕ, ОРИЕНТИРОВАННОМ ПОД ПРОИЗВОЛЬНЫМ УГЛОМ К ОСЯМ ЛЕГКОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ

А.В. Амбаров¹, Е.В. Грохотова, Е.А. Елфимова, В.С. Зверев

Федеральное государственное автономное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»,
Россия, 620002, г. Екатеринбург, ул. Тургенева, д. 4,
e-mail: alexander.ambarov@urfu.ru¹

Аннотация. В данной статье с помощью численного, аналитического решения и компьютерного моделирования методом молекулярной динамики изучаются динамические и релаксационные свойства обездвиженных суперпарамагнитных наночастиц, находящихся в переменном магнитном поле произвольной амплитуды, приложенном под произвольным углом к осям легкого намагничивания. Проанализировано влияние магнитной анизотропии феррочастиц, амплитуды переменного поля и направления переменного магнитного поля на динамические и релаксационные свойства исследуемого ансамбля.

Ключевые слова: суперпарамагнитные наночастицы, уравнение Фоккера-Планка, обездвиженные магнитные наночастицы



АМБАРОВ Александр Васильевич окончил институт естественных наук и математики Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина. в 2018 году. В 2022 году защитил кандидатскую диссертацию на тему: «Математическое моделирование динамических свойств ансамбля взаимодействующих суперпарамагнитных частиц».



ГРОХОТОВА Елена Вячеславовна окончила магистратуру Уральского федерального университета в 2026 году. В настоящее время является лаборантом-исследователем лаборатории математического моделирования физико-химических процессов в многофазных средах Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина.



ЕЛФИМОВА Екатерина Александровна окончила математикомеханический факультет Уральского государственного университета им. А.М. Горького в 2000 году. В 2016 году защитила докторскую диссертацию на тему «Статистическая термодинамика и физические свойства магнитных жидкостей: роль многочастичных корреляций». В настоящее время является заведующим кафедрой теоретической и математической физики Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина.



ЗВЕРЕВ Владимир Сергеевич в 2013 году защитил диссертацию на соискание степени кандидата физико-математических наук на тему «Математическое моделирование поверхностной диффузии с фронтальной химической реакцией». Область научных интересов: нелинейные уравнения в частных производных, численные и асимптотические методы.

Магнитные наночастицы (МНЧ) с одноосной анизотропией служат базовой модельной системой для теоретического изучения свойств мягких магнитных материалов, включая феррожидкости, феррогели, магнитные эластомеры, биомиметические и функционализированные магнитные наносистемы. Такие МНЧ при размерах порядка ~ 10 нм представляют собой однодоменные магнитные объекты, обладающие постоянным по величине магнитным моментом m . Тепловые флуктуации приводят к случайным изменениям ориентации вектора $\hat{m}$ внутри кристаллической решетки частицы. Это явление известно, как неелевский механизм релаксации, и именно оно лежит в основе суперпарамагнетизма.

Несмотря на большое количество работ, ряд вопросов остается недостаточно изученным. В частности, интерес представляет поведение динамической магнитной восприимчивости ансамбля обездвиженных частиц с одноосной анизотропией в случае, когда оси легкого намагничивания ориентированы параллельно, а переменное магнитное поле приложено под произвольным углом к этим осям. В данной работе мы проводим систематическое исследование влияния угла приложения поля на динамическую восприимчивость в широком диапазоне параметра анизотропии σ . Анализ выполняется путем комбинирования трех подходов: численного решения уравнения Фоккера-Планка (УФП), его аналитического решения с помощью разложения W по собственным функциям и компьютерного моделирования методом молекулярной динамики.

В данной работе исследуется магнитный отклик монодисперсного ансамбля суперпарамагнитных частиц, обездвиженных в немагнитной матрице. Ориентация каждого магнитного момента m_i i -ой частицы описывается единичным вектором $\hat{m}_i = (\sin\theta_i \cos\varphi_i, \sin\theta_i \sin\varphi_i, \cos\theta_i)$. Направление легкой оси намагничивания определяется единичным вектором $\hat{n}_i = (0, 0, 1)$. На систему действует переменное магнитное поле $H = H \cos(\omega t) \hat{n}$, направленное под углом ξ к оси Oz, где $\hat{n} = (0, \sin\xi, \cos\xi)$.

Полная энергия МНЧ, нормированная на тепловую энергию $k_B T$, включает вклад магнитной анизотропии и взаимодействие с внешним полем:

$$U = -\sigma \cos^2 \theta_i - \alpha \cos(\omega t)(\sin \theta \sin \varphi \sin \xi + \cos \theta \cos \xi), \quad (1)$$

где $\alpha = \mu_0 m H / (k_B T)$ – параметр Ланжевена, характеризующий амплитуду поля.

Для расчета отклика в слабом переменном магнитном поле использовалось аналитическое решение УФП. Подробный вывод приведен в работе [1]. Итоговая формула для плотности вероятности ориентации магнитного момента W имеет вид:

$$W = W_0 + \alpha e^{i\omega t} \sum_{n=1}^{\infty} [A_n P_n(x) \cos \xi + B_n P_n^1(x) \sin \varphi \sin \xi],$$

$$W_0 = e^{\sigma x^2} \left(\frac{1}{2} \int_{-1}^1 e^{\sigma x^2} dx \right)^{-1}, \quad (2)$$

где $P_n(x)$ – полиномы Лежандра, $P_n^1(x)$ — присоединенные полиномы Лежандра. Зная функцию распределения W , можно вычислить динамическую магнитную восприимчивость:

$$\chi = \chi_L (A_1 \cos^2 \xi + B_1 \sin^2 \xi), \quad (3)$$

где $\chi_L = \frac{m^2 \mu_0 \rho}{3 k_B T}$ – восприимчивость Ланжевена. Коэффициенты A_1 и B_1 находятся из бесконечных систем линейных алгебраических уравнений [1]. На практике эти системы решаются путем усечения до порядка k . В данной работе использовалось $k = 20$, что обеспечивает сходимость решения с высокой точностью.

Для численного решения УФП использовалась конечно-разностная схема, подробно описанная в работе [2]. Основное отличие от предыдущих работ заключается в использовании общего выражения для полной энергии частицы (1). После вычисления плотности вероятности W , динамическая намагниченность $M(t)$, а также действительная $Re(\chi)$ и мнимая $Im(\chi)$ части восприимчивости определялись стандартным образом:

$$M(t) = \frac{\rho m}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi W(\cos \theta \cos \xi + \sin \theta \sin \varphi \sin \xi) \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (4)$$

$$Re(\chi) = \frac{\omega}{2\pi H} \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} M(t) \cos(\omega t) dt,$$

$$Im(\chi) = \frac{\omega}{2\pi H} \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} M(t) \sin(\omega t) dt. \quad (5)$$

Интегрирование в (4) и (5) проводилось численно методом трапеций. В случае слабого поля параметр Ланжевена полагался $\alpha = 0.01$.

На рис. 1 показаны спектры динамической восприимчивости ансамбля МНЧ с сильной магнитной анизотропией ($\sigma = 5$) для трех углов между внешним полем и осями легкого намагничивания: $\xi = 0, \pi/4$ и $\pi/2$. Линии соответствуют аналитическим результатам (3), точками обозначено численное решение УФП. Наблюдается хорошее согласование данных. При $\xi = \pi/4$ мнимая часть восприимчивости имеет два максимума, расположенных в различных частотных диапазонах. Низкочастотный максимум соответствует межъямной релаксации, высокочастотный — внутриямной релаксации. В параллельной ($\xi = 0$) и перпендикулярной ($\xi = \pi/2$) геометриях в спектрах восприимчивости регистрируется только один максимум. Это связано с тем, что динамическая восприимчивость определяется через проекцию векторов магнитного момента на направление поля. В параллельной геометрии внутриямные колебания не дают вклада в эту проекцию, а в перпендикулярной — межъямные переходы.

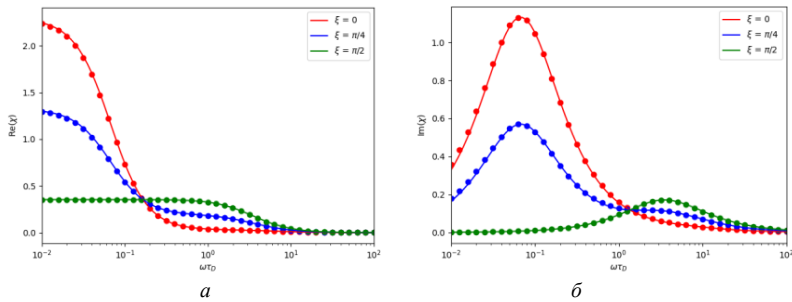


Рис. 1. Динамическая восприимчивость ансамбля обездвиженных магнитных наночастиц с параметром магнитной анизотропии $\sigma = 5$ в слабом переменном магнитном поле, направленном под углами $\xi = 0, \pi/4$ и $\pi/2$ относительно легких осей. Линии соответствуют аналитическому решению, точки обозначают численное решение УФП

Влияние магнитной анизотропии при фиксированном угле $\xi = \pi/4$ показано на рис. 2. При малых σ наблюдается один максимум. С ростом σ спектр уширяется ($\sigma = 2$), а затем разделяется на два пика ($\sigma \geq 3$). Низкочастотный пик, соответствующий межъямной релаксации, смещается в область меньших частот вследствие роста энергетического барьера. Эти изменения отражаются и в поведении действительной части спектра, которая приобретает выраженную ступенчатую структуру.

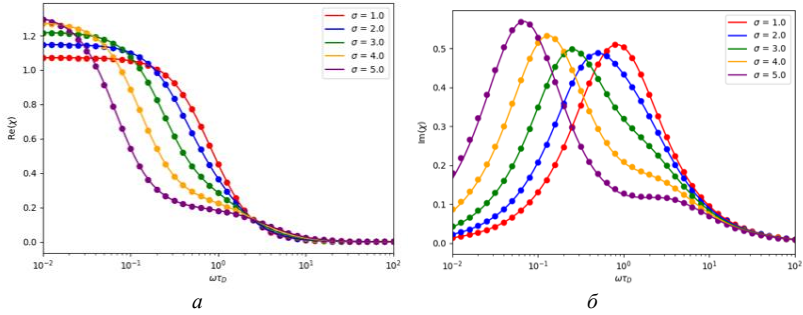


Рис. 2. Динамическая восприимчивость ансамбля обездвиженных магнитных наночастиц в слабом переменном магнитном поле, ориентированном под углом $\xi = \pi/4$ относительно легких осей. Цвета соответствуют различным значениям параметра магнитной анизотропии наночастиц $\sigma = 1, 2, 3, 4$ и 5 . Сплошные линии показывают аналитическое решение, точки — численное решение УФП

При увеличении амплитуды переменного поля система переходит в нелинейный режим. На рис. 3 представлены спектры для $\sigma = 5$, $\xi = \pi/4$ и $\alpha = 1, 2, 3$. Результаты моделирования хорошо совпадают с численным решением УФП во всем исследованном диапазоне частот и амплитуд. С ростом α низкочастотное значение действительной части уменьшается, а максимум мнимой части смещается в область высоких частот. Таким образом, увеличение амплитуды поля является дополнительным фактором, ускоряющим динамический отклик.

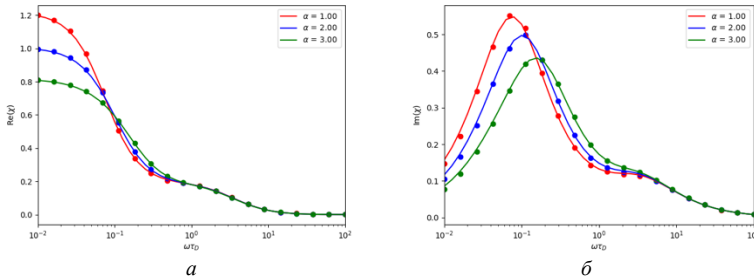


Рис. 3. Влияние амплитуды переменного магнитного поля на динамическую восприимчивость ансамбля обездвиженных магнитных наночастиц с параметром магнитной анизотропии $\sigma = 5$ при ориентации поля $\xi = \pi/4$. Рассмотрены амплитуды поля $\alpha = 1, 2$ и 3 . Линии соответствуют численному решению УФП, точки — результаты компьютерного моделирования.

В работе проведено систематическое исследование динамической магнитной восприимчивости ансамбля обездвиженных магнитных наночастиц с параллельными осями легкого намагничивания. Показано,

что при произвольной ориентации переменного поля спектр мнимой части восприимчивости может иметь два максимума, соответствующих межъямной и внутриямной релаксации. Установлено, что в параллельной и перпендикулярной геометриях вклад одного из этих механизмов в отклик отсутствует. Исследован нелинейный режим, показано, что увеличение амплитуды поля приводит к ускорению релаксации. Полученные результаты могут быть полезны для интерпретации экспериментов и разработки новых материалов с контролируруемыми магнитными свойствами.

Исследование поддержано грантом Российского научного фонда № 23-12-00039-П.

Список литературы

1. Ambarov A.V., Zverev V.S., Elfimova E.A., Dynamic response of interacting superparamagnetic particles with aligned easy magnetization axes // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2020, V. 497, art. num. 166010.
2. Ambarov A.V., Zverev V.S., Elfimova E.A., Influence of field amplitude and dipolar interactions on the dynamic response of immobilized magnetic nanoparticles: Perpendicular mutual alignment of an alternating magnetic field and the easy axes // Physical Review E, 2023, V. 107, art. num. 024601.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ЭЛАСТОМЕРОВ, НАПОЛНЕННЫХ МАГНИТНЫМИ ЧАСТИЦАМИ С ВНУТРЕННЕЙ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ: ИССЛЕДОВАНИЕ С ПОМОЩЬЮ КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

А.Б. Добросердова¹, С.С. Канторович²

¹ Федеральное государственное автономное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»,
Россия, 620002, г. Екатеринбург, ул. Тургенева, д. 4,

² Университет г. Вена, Австрия, г. Вена,
e-mail: Alla.Dobroserdova@urfu.ru¹

Аннотация. В настоящей работе с помощью компьютерного моделирования методом молекулярной динамики исследуются магнитные эластомеры, наполненные магнитными частицами, обладающими внутренней магнитной анизотропией. Компьютерное моделирование направлено на изучение динамического магнитного отклика эластомеров при наличии постоянного внешнего магнитного поля и зондирующего осциллирующего поля. Исследуется влияние сразу нескольких факторов на динамическую магнитную восприимчивость: дипольных межчастичных взаимодействий, упругой немагнитной матрицы эластомера, внутренней магнитной анизотропии частиц, наполняющих эластомер.

Ключевые слова: компьютерное моделирование, молекулярная динамика, диполь-дипольные взаимодействия, магнитные эластомеры, внутренняя магнитная анизотропия.



ДОБРОСЕРДОВА Алла Борисовна окончила математико-механический факультет Уральского федерального университета по направлению «Математика. Прикладная математика». В 2017 защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по теме «Математическое моделирование самодиффузии в магнитных жидкостях». В настоящее время работает доцентом кафедры теоретической и математической физики УрФУ имени первого Президента России Б.Н. Ельцина.



КАНТОРОВИЧ Софья Сергеевна окончила математико-механический факультет Уральского государственного университета им. А.М. Горького. В 2004 году защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, в 2019 году была защищена диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук.

Магнитные частицы нано- и/или микроразмера, внедренные в полимерную немагнитную матрицу, представляют основу для создания нового класса мягких материалов [1–3]. Среди этих новых материалов большую популярность с точки зрения их практического применения

имеют магнитомягкие эластомеры, также известные как магнитореологические эластомеры [3] и магнитные гели, в которых полимерная матрица набухает под действием жидкости-носителя [4–5]. Для таких материалов существует характерная связь между магнитными взаимодействиями и деформацией полимерной матрицы, которая делает эти материалы весьма привлекательными и перспективными для различных технологических применений, таких как адаптивные демпфирующие устройства, виброгасители, искусственные мышцы и другие [6–7]. Однако несмотря на растущий научный и промышленный интерес, который вызывают магнитные гели и эластомеры, их свойства еще далеки от полного понимания.

Магнитные частицы имеют характерный размер от нескольких нанометров до нескольких микрометров. Каждая частица обладает собственным магнитным моментом, который в рамках математического моделирования может быть представлен в виде вектора постоянной величины, направление которого зависит от внутренней структуры частицы и направления внешнего магнитного поля. Взаимодействие между двумя дипольными частицами можно точно описать потенциалом магнитного диполь-дипольного взаимодействия [8]:

$$U_{dd}(i, j) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{\langle \vec{m}_i, \vec{m}_j \rangle}{|\vec{r}_{ij}|^3} - 3 \frac{\langle \vec{m}_i, \vec{r}_{ij} \rangle \langle \vec{m}_j, \vec{r}_{ij} \rangle}{|\vec{r}_{ij}|^5} \right),$$

где $\vec{m}_i$ и $\vec{m}_j$ – магнитные моменты i -й и j -й частиц соответственно; $\vec{r}_{ij}$ – вектор, соединяющий центры i -й и j -й частиц; $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Гс/м – магнитная проницаемость вакуума.

В действительности магнитные частицы также обладают внутренней магнитной анизотропией, которая определяет предпочтительное направление магнитного момента внутри частицы. В простейшем одноосном случае каждая i -я частица имеет ось анизотропии, ориентацию которой можно представить единичным вектором $\vec{n}_i$. Поле анизотропии выравнивает единичный вектор магнитного момента $\vec{e}_i$:

$$U_{ani}(i) = -K_{ani} v_p \langle \vec{e}_i, \vec{n}_i \rangle^2,$$

где K_{ani} – константа магнитной анизотропии, v_p – объем частицы. Интенсивность данного взаимодействия описывает безразмерный параметр магнитной анизотропии:

$$\sigma = \frac{K_{ani} v_p}{kT},$$

где kT – тепловая энергия.

Взаимодействие магнитных частиц с внешним магнитным полем описывается энергией Зеемана:

$$U_H(i) = -\langle \vec{m}_i, \vec{H} \rangle,$$

где $\vec{H}$ – внешнее магнитное поле. В системе действует однородное постоянное магнитное поле напряженности $H = 3$. Также рассматривается зондирующее осциллирующее поле параллельно и перпендикулярно однородному полю.

Короткодействующее отталкивание между частицами может быть описано потенциалом Вика-Чендлера-Андерсена [9]:

$$U_{WCA}(i, j) = \begin{cases} 4\varepsilon \left[\left(\frac{d}{|\vec{r}_{ij}|} \right)^{12} - \left(\frac{d}{|\vec{r}_{ij}|} \right)^6 \right] + \varepsilon, & |\vec{r}_{ij}| \leq r_c, \\ 0, & |\vec{r}_{ij}| > r_c, \end{cases}$$

где d – характерный диаметр частицы; ε соответствует энергетической шкале стерических взаимодействий; $r_c = 2^{\frac{1}{6}}d$ – расстояние, на котором «усечен» потенциал Леннард-Джонса [10].

Немагнитная эластичная матрица эластомера моделируется с помощью упругого взаимодействия. Визуально матрицу можно представить в виде пружин, которые удерживают перемещение и вращение магнитных частиц. Упругое взаимодействие определяется по типу классического гармонического потенциала:

$$U_h(r) = \frac{1}{2}K(r - R)^2,$$

где K – жесткость пружин; r – расстояние между концами пружин; $r = R$ соответствует минимуму потенциала.

Простейшая модель (модель S1) магнитных эластомеров заключается в рассмотрении магнитных частиц с одной прикрепленной к ним пружинкой. Один конец пружины крепится к центру дипольной частицы, а второй – к специально созданной в пространстве «точке крепления» (далее кавычки будут опущены), соответствующей равновесному положению магнитной частицы. В этом случае эластичная матрица ограничивает только перемещение магнитных частиц. Для того чтобы ограничить вращение магнитных частиц, необходимо использовать две гармонические пружины (модель S2) для каждой магнитной частицы, одни концы которых крепятся к поверхности магнитной частицы, а вторые – к точкам крепления. Все четыре точки крепления в момент создания лежат на одной прямой, вдоль которой проходит ось магнитной анизотропии. Расстояние между точками крепления в пространстве равно $5d$.

Компьютерное моделирование проводится в среде ESPResSo [11]

методом молекулярной динамики. Этот метод основан на численном решении уравнений движения частиц на каждом шаге моделирования. В рассматриваемой работе использовалась броуновская динамика магнитных частиц. Для моделирования магнитных частиц с осью внутренней магнитной анизотропии используется «Модель яйца», предложенная в работе [12].

В работе были рассмотрены системы с различным набором параметров: $m = |\vec{m}| \in \{1, 2\}$; $\sigma \in \{1.0, 2.5, 5.0, 7.5, 10.0\}$. Жесткости гармонических пружин нормально распределены на некотором отрезке. Для системы с одной гармонической пружиной рассмотрены отрезки $[5, 10]$ и $[10, 20]$; для системы с двумя гармоническими пружинами для каждой магнитной частицы рассмотрены отрезки $[0.5, 1.0]$ и $[1.0, 2.0]$.

Динамическая магнитная восприимчивость была рассчитана с помощью флуктуационно-диссипационной теоремы, то есть в компьютерном моделировании вычислялась автокорреляционная функция намагниченности рассматриваемых систем.

Если сравнивать спектры динамической магнитной восприимчивости для систем с зондирующим осциллирующим полем, приложенным параллельно и перпендикулярно однородному постоянному полю, то можно отметить запаздывание отклика в системах с перпендикулярно приложенным зондирующим полем, что и ожидалось.

Спектры динамической магнитной восприимчивости в системах с магнитным моментом $m = 1$, то есть со слабыми межчастичными взаимодействиями, выглядят весьма схоже при различных параметрах. При $\sigma = 1$ форма спектра близка к дебаевской, однако, замечен небольшой сдвиг пика в сторону высоких частот из-за наличия однородного постоянного поля. С ростом параметра σ пик начинает расщепляться на два отдельных (два пика уже отчетливо видны для параметра $\sigma = 5$). Низкочастотный пик связан с броуновским вращением частицы, высокочастотный – с перескоком магнитного момента. Высота низкочастотного пика увеличивается с ростом параметра σ . Различная жесткость гармонических пружин не оказывает воздействие на восприимчивость. Следует отметить, что наличие ограничения на вращение магнитных частиц проявляется только при больших значениях параметра σ ($\sigma = 10$). Для систем с двумя гармоническими пружинами наблюдается появление еще одного низкочастотного пика, как показано на рисунке 1, что, безусловно, связано с появлением еще одного влияющего фактора в виде ограничений на вращение магнитных частиц.

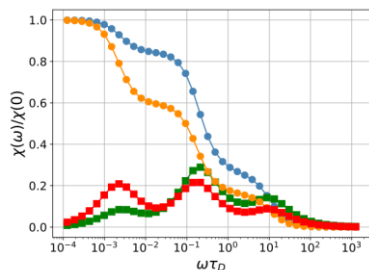


Рис. 1. Динамическая магнитная восприимчивость: S2, $K \in [1, 2]$, $m = 1$, $\sigma = 10$.

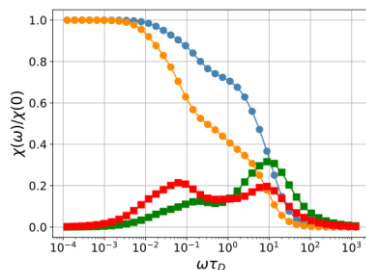


Рис. 2. Динамическая магнитная восприимчивость: S1, $K \in [5, 10]$, $m = 2$, $\sigma = 1$.

Кружки выбраны для отображения действительной части динамической магнитной восприимчивости, квадраты – для мнимой части. Синий и зеленый цвета спектров соответствуют зондирующему осциллирующему полю, направленному параллельно однородному постоянному магнитному полю; оранжевый и красный – зондирующему осциллирующему полю, направленному перпендикулярно постоянному полю.

Все меняется при увеличении интенсивности межчастичных взаимодействий. На рис. 2 представлена система S1 с низкой анизотропией ($\sigma = 1$), для которой уже наблюдается расщепление пика мнимой части динамической магнитной восприимчивости, что указывает на ведущую роль дипольных взаимодействий в формировании магнитного отклика эластомеров. С нарастающей анизотропией в системах низкочастотный пик становится все выше и сдвигается в сторону более низких частот. Следует также отметить тенденцию появления третьего низкочастотного пика для систем S2 с сильной внутренней магнитной анизотропией ($\sigma = 10$), что было также характерно для систем со слабыми дипольными взаимодействиями.

В рассматриваемых моделях магнитных эластомеров сразу три фактора оказывают влияние на динамический магнитный отклик: дипольные межчастичные взаимодействия, упругая немагнитная матрица, внутренняя магнитная анизотропия. Сочетание сразу нескольких факторов приводит к появлению различных эффектов.

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФ 25-22-00270.

Список литературы

1. Filipcsei G. Magnetic Field-Responsive Smart Polymer Composites / G. Filipcsei // Oligomers – Polymer Composites – Molecular Imprinting / G. Filipcsei, I. Csetneki, A. Szilágyi, and M. Zrínyi. Berlin, 2007. P. 137–189.
2. Thévenot J. Magnetic responsive polymer composite materials / J. Thévenot,

- H. Oliveira, O. Sandre, and S. Lecommandoux // *Chem. Soc. Rev.* – 2013. – Vol. 42. – P. 7099–7116.
3. Odenbach S. Microstructure and rheology of magnetic hybrid materials / S. Odenbach // *Arch. Appl. Mech.* – 2016. – Vol. 86. – P. 269–279.
4. Shiga T. Magnetorheological behavior of composite gels / T. Shiga, A. Okada, T. Kurauchi // *J. Appl. Polym. Sci.* – 1995. – Vol. 58. – P. 787–792.
5. Magnetic and geometric anisotropy in particle-crosslinked ferrohydrogels / L. Roeder, P. Bender, M. Kundt, A. Tschope, A. M. Schmidt // *Phys. Chem. Chem. Phys.* – 2015. – Vol. 17. – P. 1290–1298.
6. Carlson J.D. MR fluid, foam and elastomer devices / J. D. Carlson J.D. and M. R. Jolly // *Mechatronics.* – 2000. – Vol. 10. – P. 555–569.
7. A state-of-the-art review on magnetorheological elastomer devices / Y. Li, J. Li, W. Li, and H. Du // *Smart Mater. Struct.* – 2014. – Vol. 23, № 12. – PP. 123001.
8. Парселл, Э. Берклеевский курс физики / Э. Парселл. – М.: Наука, 1983. – Т. II. Электричество и магнетизм.
9. Weeks, J.D. Role of repulsive forces in determining the equilibrium structure of simple liquids / J. D. Weeks, D. Chandler, H. C. Andersen // *J. Chem. Phys.* 1971. V. 54. – P. 5237–5247.
10. Lennard-Jones, J.E. On the determination of molecular fields / J.E. Lennard-Jones // *Proc. R. Soc. Lond. A.* – 1924. – V. 106. – P. 441–462.
11. Weik, F. Espresso 4.0 – an extensible software package for simulating soft matter systems / F. Weik, R. Weeber, K. Szuttor, K. Breitsprecher et al // *European Physical Journal: Special Topics.* – 2019. – V. 227. – N. 14. – P. 1789–1816.
12. Shliomis, M.I. Theory of the Dynamic Susceptibility of Magnetic Fluids / M.I. Shliomis, V.I. Stepanov // *John Wiley & Sons, Ltd.* – 1994. – PP. 1–30.

РОЛЬ ДИПОЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ И КОНФИГУРАЦИИ ПОЛЯ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ МАГНИТОМЕХАНИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В СИСТЕМЕ НАНОЧАСТИЦА – БИОМОЛЕКУЛА

А.Б. Добросердова¹, Е.А. Елфимова

Федеральное государственное автономное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»,
Россия, 620002, г. Екатеринбург, ул. Тургенева, д. 4
e-mail: Alla.Dobroserdova@urfu.ru¹

Аннотация. С помощью компьютерного моделирования методом молекулярной динамики исследовано магнитомеханическое воздействие магнитных наночастиц (МНЧ) на биомолекулы в переменном магнитном поле. Биомолекулы моделировались в виде упругих пружин, один конец которых был закреплён на подложке, а на втором конце находилась МНЧ. Проведен анализ влияния параметров магнитного поля (амплитуды и конфигурации) и интенсивности межчастичных дипольных взаимодействий на динамику намагниченности, распределение сил и процессы структурообразования в ансамбле комплексов «пружина – МНЧ». Показано, что вращающееся магнитное поле за счет большей агрегации МНЧ, подавления релаксации упругих связей и увеличения доли МНЧ, испытывающих повышенные силы, обеспечивает более благоприятные условия для накопления критических деформаций связей и, как следствие, разрыва биомолекул. Полученные результаты согласуются с экспериментальными данными и могут быть использованы для разработки методов управляемого воздействия на биомолекулы.

Ключевые слова: компьютерное моделирование, молекулярная динамика, диполь-дипольные взаимодействия, магнитомеханические эффекты, биомолекула



ДОБРОСЕРДОВА Алла Борисовна окончила математико-механический факультет УрФУ по направлению «Математика. Прикладная математика». В 2017 защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по теме «Математическое моделирование самодиффузии в магнитных жидкостях». В настоящее время работает доцентом кафедры теоретической и математической физики УрФУ.



ЕЛФИМОВА Екатерина Александровна окончила математико-механический факультет УрГУ им. А.М. Горького в 2006 году. В 2016 году защитила докторскую диссертацию на тему «Статистическая термодинамика и физические свойства магнитных жидкостей: роль многочастичных корреляций». В настоящее время является заведующим кафедрой теоретической и математической физики УрФУ.

Манипулирование биологическими объектами на наноуровне с помощью магнитных наночастиц (МНЧ) открывает широкие перспективы для современной биомедицины и нанотехнологий. Наряду с традиционными направлениями, такими как магнитная гипертермия [1, 2], МРИ визуализация [3], биодетекция [4], магнитоуправляемая робототехника [5] и доставка лекарств [6], активно развивается магнитомеханический подход [7], основанный на генерации механических сил при воздействии магнитного поля на МНЧ, что достигается за счет броуновской релаксации магнитных моментов МНЧ. В переменном магнитном поле МНЧ совершают вращательное и поступательное движение, оказывая механическое воздействие на окружающие структуры (например, белки, олигонуклеотиды или рецепторы клеточной мембраны). Эффективность такого воздействия зависит от множества параметров: размера, формы и магнитной анизотропии частиц, вязкости среды, характеристик поля (амплитуды и частоты), а также межчастичных диполь-дипольных взаимодействий. В последние годы экспериментальные исследования значительно продвинули понимание этих процессов. Однако несмотря на экспериментальные успехи, полное понимание нанодинамики магнитомеханических процессов остается сложной задачей. Экспериментальные методы не позволяют напрямую наблюдать траектории отдельных наночастиц, мгновенные силы, действующие на закрепленные биомолекулы, или влияние межчастичных взаимодействий. В этой связи моделирование становится необходимым инструментом для изучения магнитомеханических процессов.

В настоящей работе биомолекулы моделируются упругими пружинами. Один конец каждой пружины жестко закреплен на неподвижной подложке, тогда как к свободному концу присоединена сферическая МНЧ. Все сферы имеют одинаковый диаметр d и обладают одинаковым по величине магнитным моментом $|\vec{m}| = m$, направление которого задается вектором $\vec{m} = (m_x, m_y, m_z)$. Изменение направления магнитного момента $\vec{m}$ происходит вместе с телом МНЧ по броуновскому механизму. Межчастичные дипольные взаимодействия между случайными МНЧ i и j описываются с помощью диполь-дипольного потенциала [8]:

$$U_{dd}(i, j) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{\langle \vec{m}_i, \vec{m}_j \rangle}{|\vec{r}_{ij}|^3} - 3 \frac{\langle \vec{m}_i, \vec{r}_{ij} \rangle \langle \vec{m}_j, \vec{r}_{ij} \rangle}{|\vec{r}_{ij}|^5} \right),$$

где $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Гн/м – магнитная проницаемость вакуума, $\vec{r}_{ij}$ – вектор, соединяющий центры i -ой и j -ой частиц. Интенсивность диполь-дипольного взаимодействия удобно характеризовать с помощью пара-

метра λ_{ij} , который имеет смысл отношения магнитной энергии взаимодействия двух МНЧ при плотном контакте к тепловой энергии kT :

$$\lambda_{ij} = \frac{\mu_0 |\vec{m}_i| |\vec{m}_j|}{4\pi kT d^3}.$$

Короткодействующее отталкивание МНЧ описывается потенциалом Вика-Чендлера-Андерсена [9]:

$$U_{WCA}(i, j) = \begin{cases} 4\varepsilon \left[\left(\frac{d}{|\vec{r}_{ij}|} \right)^{12} - \left(\frac{d}{|\vec{r}_{ij}|} \right)^6 \right] + \varepsilon, & |\vec{r}_{ij}| \leq r_c, \\ 0, & |\vec{r}_{ij}| > r_c, \end{cases}$$

где ε соответствует энергетической шкале стерических взаимодействий; $r_c = 2^{\frac{1}{6}}d$ – расстояние, на котором принято «обрезать» потенциал Ленард-Джонса [10].

Упругие свойства биомолекулы описываются с помощью классического гармонического потенциала:

$$U_h(r) = \frac{1}{2} K(r - R)^2,$$

где $K = 10$ – жесткость пружины; r – расстояние между концами пружины; $r = R = 3d$ соответствует минимуму потенциала.

На ансамбль комплексов «пружина – МНЧ» действует переменное магнитное поле с амплитудой H и угловой частотой ω . Рассмотрены две конфигурации поля: $\vec{H}_x = (H \sin \omega t, 0, 0)$ – линейно-поляризованное поле вдоль оси Ox ; $\vec{H}_{xy} = (H \cos \omega t, H \sin \omega t, 0)$ – вращающееся в плоскости xOy поле. взаимодействие внешнего магнитного поля $\vec{H}$ с магнитным моментом $\vec{m}_i$ i -й МНЧ описывается потенциалом Зеемана:

$$U_H(i) = -\langle \vec{m}_i, \vec{H} \rangle.$$

Интенсивность магнитного поля удобно характеризовать безразмерным параметром Ланжевена:

$$\alpha = \frac{mH}{kT}.$$

Компьютерное моделирование проводится в среде ESPResSo [11], представляющей собой программную библиотеку для моделирования физических, химических и биологических систем методом молекулярной динамики. Этот метод основан на численном решении уравнений движения МНЧ на каждом шаге моделирования. В рассматриваемой работе динамика МНЧ описывается уравнениями Ланжевена для поступательного и вращательного движения. В рамках компьютерного модели-

рования были рассмотрены системы с различными значениями параметров: параметр λ мог принимать значения 2 или 4, параметр Ланжевена α – 5 или 20. Учитывая две конфигурации внешнего магнитного поля, получаются 8 различных систем.

В динамике намагниченности для двух конфигураций поля имеются различия, однако, интегральные характеристики механического воздействия на МНЧ оказываются схожими. В частности, средняя, максимальная и минимальная силы, действующие на МНЧ, принимают близкие значения. Рассмотрим для примера систему $\lambda = 4, \alpha = 5$. Максимальная сила, действующая на МНЧ в разные моменты времени, представляет собой стохастическую функцию, которая осциллирует вблизи практически одного и того же значения. Средние значения силы также очень близки для различных конфигураций поля. Интересно, что доля МНЧ, испытывающих силу не ниже среднего значения, оказывается на 3,6 % выше во вращающемся поле по сравнению с линейно-поляризованным полем. Это хорошо видно на рис. 1, где показано число МНЧ, на которые действует сила, превышающая среднее значение, в зависимости от времени. Розовый цвет соответствует системе в линейно-поляризованном поле, сиреневый – во вращающемся поле. Пунктирными линиями обозначены значения, усреднённые по всему временному интервалу.

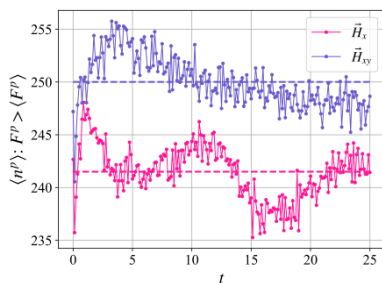


Рис. 1. Среднее число магнитных наночастиц n^p , подверженных воздействию сил F^p , превышающих среднее значение $\langle F^p \rangle$ в системе $\lambda = 4, \alpha = 5$. Пунктирные линии – усредненные по периоду значения: 241,5 для $\vec{H}_x$ и 250 для $\vec{H}_{xy}$.

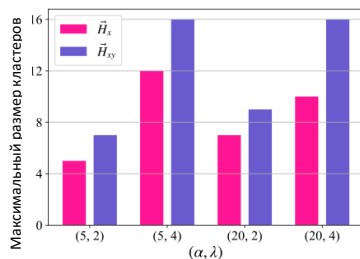


Рис. 2. Максимальный размер кластеров из МНЧ.

В рассматриваемой системе комплексов «пружина – МНЧ» за счет диполь-дипольных взаимодействий и внешнего поля формируются агрегаты МНЧ. На рис. 2 показаны максимальные значения количества МНЧ в агрегатах для всех рассматриваемых систем. Для каждой комбинации параметров проведено сравнение для двух конфигураций поля:

линейно-поляризованного вдоль оси Ox (розовые столбцы) и вращающегося в плоскости xOy (сиреневые столбцы). Видно, что при одинаковых значениях λ и α наибольшие агрегаты формируются в случае вращающегося магнитного поля. Увеличение параметра диполь-дипольного взаимодействия приводит к росту максимального размера агрегатов, что обусловлено увеличением межчастичного притяжения и повышением устойчивости кластеров. Влияние амплитуды переменного поля на максимальный размер агрегатов носит немонотонный характер. При сильных дипольных взаимодействиях ($\lambda = 4$) увеличение амплитуды линейно-поляризованного поля приводит к уменьшению максимального размера агрегатов, тогда как для вращающегося поля этот эффект практически отсутствует. В случае более слабых дипольных взаимодействий ($\lambda = 2$) увеличение амплитуды поля приводит к росту максимального размера агрегатов для обеих конфигураций поля.

Предложенная модель качественно воспроизводит экспериментальную схему, представленную в работе [12], в которой изучался разрыв дуплексов олигонуклеотидов под действием магнитомеханических сил, индуцированных МНЧ. Повышенная степень агрегации частиц во вращающемся поле приводит к формированию более массивных кластеров, создающих локальные механические напряжения, достаточные для разрыва упругих связей. Различие в динамике движения частиц приводит к качественно различному режиму механического воздействия на пружину: в линейно-поляризованном поле частицы совершают поступательные колебания вдоль оси Ox , и при изменении направления магнитного поля упругая связь ослабевает, позволяя пружине частично релаксировать. Напротив, во вращающемся поле МНЧ двигаются в слое, параллельном плоскости xOy , что препятствует релаксации и способствует накоплению критических деформаций, необходимых для разрыва упругой связи. Во вращающемся поле возрастает доля частиц, испытывающих силы, превышающие среднее значение по ансамблю, что также повышает вероятность разрыва упругих связей.

Исследование выполнено при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Уральский математический центр, соглашение 075-02-2026-1315).

Список литературы

1. Moaca, E. Synthesis and characterization of bioactive magnetic nanoparticles from the perspective of hyperthermia applications / E. Moaca, V.M. Socoliuc, D.L. Stoian, C.G. Watz et al // *Magnetochemistry*. – 2022. – V. 8. – N. 11. – P. 145.
2. Zubarev, A.Y. Dynamic susceptibility and magneto-hyperthermic effect in magnetic composites / A.Y. Zubarev, L.Y. Iskakova // *European Physical Journal: Special Topics*. – 2024. – V. 233. – N. 23. P. 3411–3424.

3. Wei, J. Characterization of magnetic nanoparticles for magnetic particle spectroscopy-based sensitive cell quantification / J. Wei, S. Sun, C. Xia, A. O. Ivanov et al // *European Physical Journal: Special Topics*. 2024. V. 233. N. 23. P. 3553–3563.
4. Zhong, J. Toward rapid and sensitive detection of sars-cov-2 with functionalized magnetic nanoparticles / J. Zhong, E. L. Rosch, T. Viereck, M. Schilling et al // *ACS Sensors*. – 2021. – V. 6. – N. 3. – P. 976–984.
5. Tkachenko, E.A. Mathematical model of a mobile robot with a magnetizable material in a uniform alternating magnetic field / E. A. Tkachenko, D. I. Merkulov, D. A. Pelevina, V.A. Turkov et al // *Meccanica*. 2023. – V. 58. – N. 2–3. P. 357–369.
6. Levada, K.V. Magnetic-assisted treatment of liver fibrosis / K.V. Levada, A.S. Omelyanchik, V.V. Rodionova, R. Weiskirchen et al // *Cells*. – 2019. – V. 8. №10.
7. Nikitin, A.A. Magnetomechanical approach in biomedicine: Benefits, challenges, and future perspectives / A.A. Nikitin, A.V. Ivanova, A.S. Semkina, P.A. Lazareva et al // *International Journal of Molecular Sciences*. – 2022. – V. 23.
8. Парселл, Э. Берклевский курс физики / Э. Парселл. – М.: Наука, 1983. – Т. II. Электричество и магнетизм.
9. Weeks, J.D. Role of repulsive forces in determining the equilibrium structure of simple liquids / J.D. Weeks, D. Chandler, H.C. Andersen // *J. Chem. Phys.* – 1971. – V. 54. – PP. 5237–5247.
10. Lennard-Jones, J.E. On the determination of molecular fields / J.E. Lennard-Jones // *Proc. R. Soc. Lond. A*. 1924. V. 106. P. 441–462.
11. F. Weik, R. Weeber, K. Szuttor, K. Breitsprecher, J. de Graaf, M. Kuron, J. Landsgesell, H. Menke, D. Sean, C. Holm, Espresso 4.0 – an extensible software package for simulating soft matter systems, *European Physical Journal: Special Topics* 227 (14) (2019) 1789 – 1816.
12. Prishchepa, A.V. Effect of nanoparticles shape on the magneto-mechanical actuation of biomolecules in magnetic fields of various configurations / A.V. Prishchepa, A.G. Savchenko, N.S. Chmelyuk, A.A. Nikitin et al // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2025. V. 614. Art. No. 172757.

ВЛИЯНИЕ ДЕФОРМАЦИИ НА МАГНИТНУЮ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ МАГНИТНОГО ГИДРОГЕЛЯ

Д.В. Гладких¹, Ю.И. Диканский, Д.С. Дорожко

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Северо-Кавказский федеральный университет»,

Россия, 355017, г. Ставрополь, ул. Пушкина, 1

e-mail: gladkikhdv@mail.ru¹

Аннотация. В работе приводятся результаты исследований зависимости магнитной восприимчивости образцов магнитного гидрогеля на основе поливинилового спирта от величины механического продольного удлинения. Объяснение полученных зависимостей основано на предположении, что при гелировании происходит изменение структурного состояния образца.

Ключевые слова: магнитный гидрогель, магнитная восприимчивость.



ДИКАНСКИЙ Юрий Иванович в 1973 г. окончил Ставропольский государственный педагогический институт. В 1984 г. защитил кандидатскую диссертацию. В 1999 г. защитил докторскую диссертацию. В 2003 г. присвоено звание профессора. В настоящее время является профессором кафедры экспериментальной физики физико-технического факультета Северо-Кавказского федерального университета.

Поливиниловый спирт (ПВС) представляет собой синтетический полимер, отличающийся нетоксичностью, широким спектром физико-механических свойств и высокой биосовместимостью. Благодаря этому он находит применение в различных областях биомедицины [1], а также в системах адресной доставки лекарств [2]. Одной из наиболее распространенных форм ПВС является гидрогель – эластичный материал с трёхмерной сетчатой структурой полимерных цепей. Синтез таких гидрогелей возможен несколькими способами: радиационное сшивание под действием электронных пучков или γ -излучения, химическое сшивание с использованием реагентов, а также физическое структурирование методом циклического замораживания-оттаивания (F-T) [3-5]. Введение в состав гидрогеля ПВС магнитных наночастиц магнетита (Fe_3O_4) позволяет получить композитный материал нового типа – магнитный гидрогель, сочетающий эластичность полимерной матрицы с магнитными свойствами наполнителя.

Как известно, в изучении магнитных свойств веществ особое место занимают исследования функциональных зависимостей магнитной восприимчивости, позволяющие отслеживать возможные структурные и фазовые превращения в таких системах при различных внешних воздействиях. Однако подобные исследования для магнитных гидрогелей до

настоящего времени практически не проводились.

В настоящей работе приводятся результаты изучения зависимости магнитной восприимчивости от механической деформации образцов магнитного гидрогеля, гелирование которых происходило как без, так и при дополнительном воздействии внешнего постоянного магнитного поля различной ориентации.

В работе было исследовано несколько образцов магнитных гидрогелей. Образец №1 был получен путем гелирования без воздействия внешнего постоянного магнитного поля. Первоначально жидкий образец магнитного гидрогеля подвергался медленному охлаждению в режиме ZFC («zero field cooling») от комнатной температуры до 248 К. Процесс охлаждения длился около 3 часов. Далее образец выдерживался в течение 3 часов при температуре 248 К, после чего плавно (в течение 1 часа) нагревался обратно до комнатной температуры. Образцы №2 и №3 были получены по аналогичной методике, но их охлаждение до температуры 248 К происходило при дополнительном воздействии внешнего магнитного поля величиной $H = 27,9$ кА/м различной ориентации. Для образца №3 внешнее магнитное поле было направлено перпендикулярно контейнеру с образцом, для образца №4 – параллельно.

Исследование магнитной восприимчивости проводилось мостовым методом при использовании методики подробно описанной в [6].

Исследования влияния механической деформации (растяжения) на магнитную восприимчивость гелировавших образцов осуществлялось следующим образом. После гелирования образцы извлекались из контейнера. В результате получались эластичные стержни цилиндрической формы длиной 15 см и диаметром 4 мм, которые в дальнейшем размещались внутри специально изготовленной измерительной катушки. После этого образцы подвергались механической деформации (растяжению). Одновременно производилась видеофиксация процесса деформации для контроля изменения как продольного, так и поперечного размеров образца.

При гелировании происходит изменение структурного состояния образца. При охлаждении и замораживании системы образующиеся кристаллы льда вытесняют молекулы поливинилового спирта и частицы магнетита на межкристаллические границы. При этом происходит формирование межцепочечных водородных связей и полимеризация ПВС. При нагревании образца до температуры выше температуры плавления льда происходит гидратация образовавшейся полимерной сетки и постепенно формируется система связанных сквозных пор. Этот процесс сопровождается ростом вязкости системы вплоть до формирования твердого геля, при этом магнитные наночастицы оказываются в порах

сформированного органического каркаса. При гелировании отдельные частицы должны кластеризоваться в геле в некие крупные агрегаты анизотропной формы, при этом их распределение оказывается относительно случайным [4]. Воздействие внешнего магнитного поля во время гелирования приводит к формированию некоторой ориентированной вдоль поля структуры, что в свою очередь, оказывает влияние на процессы намагничивания таких сред и функциональные зависимости их магнитной восприимчивости.

Для проверки этого предположения проведены исследования влияния механической деформации (растяжения) на магнитную восприимчивость гелировавших образцов.

Как известно [7], при деформации растяжения происходит изменение объема тела. Это было учтено при расчетах магнитной восприимчивости образца.

Предполагая, что деформация стержня однородна, и учитывая изменение объема стержня, можно получить выражение для расчета изменения магнитной восприимчивости при деформации образца:

$$\frac{\chi'}{\chi_0} = (1 + \varepsilon)(1 - \nu\varepsilon)^2, \quad (1)$$

где χ_0 – магнитная восприимчивость недеформированного образца; ε – относительное удлинение стержня; ν – коэффициент Пуассона.

На рис. 1 представлены полученные результаты зависимости относительной магнитной восприимчивости от относительного удлинения образца. Кривая 1 была рассчитана теоретически (для сравнения) путем учета изменения коэффициента заполнения образцом измерительной катушки при деформации в соответствии с формулой (1) (коэффициент Пуассона был определен экспериментально, его величина оказалась близкой к значению $\nu = 0,5$).

Как видно из рис. 1 (кривая 2), для образца №1, гелировавшего без поля, при малых деформациях магнитная восприимчивость практически совпадает с рассчитанной, но, начиная с величины относительной

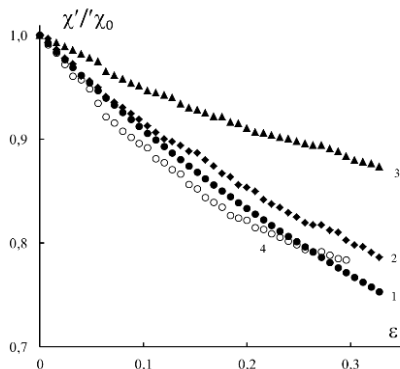


Рис. 1. Зависимость магнитной восприимчивости от относительного удлинения образца после гелирования: 1 – теоретическая зависимость (1); 2 – $H = 0$ кА/м (образец №1); 3 – $H_{\perp} = 27,9$ кА/м (образец №2); 4 – $H_{\parallel} = 27,9$ кА/м (образец №3)

деформации $\varepsilon = 0,1$, относительная восприимчивость оказывается больше рассчитанной. Для образца №3, гелировавшего в поперечном магнитном поле ($H = 27,9 \text{ kA/m}$), начиная с малых деформаций, относительная магнитная восприимчивость оказывается значительно больше рассчитанной (кривая 3). Для образца №4, гелировавшего в продольном магнитном поле ($H = 27,9 \text{ kA/m}$), наоборот, магнитная восприимчивость оказалась ниже рассчитанной (кривая 4).

Очевидно, что обнаруженные особенности зависимости магнитной восприимчивости от относительного удлинения связаны с изменением структурного состояния образцов при гелировании. С одной стороны, гелирование приводит к увеличению вязкости системы, с другой стороны, происходит объединение магнитных частиц в агрегаты. В случае продольного удлинения гелировавшего без магнитного поля образца в направлении, совпадающем с направлением измерительного поля катушки, при малых деформациях ($\varepsilon < 0,1$) изменение относительной магнитной восприимчивости можно определять только уменьшением коэффициента заполнения измерительной катушки образцом и подчиняться зависимости (1). При относительных удлинениях больших $\varepsilon > 0,1$ деформации органического каркаса становятся настолько значительными, что это начинает приводить к изменению пространственного расположения магнитных частиц и их агрегатов (увеличению их упорядоченности в направлении деформации), и, как следствие, к уменьшению размагничивающего фактора образца в направлении измерительного поля. В результате магнитная восприимчивость должна оказаться выше теоретической зависимости (1). Именно это наблюдается экспериментально для образца №2 (рис. 1, кривая 2). Для образца №4, гелирование которого происходило в продольном к оси образца магнитном поле, отдельные магнитные частицы и их агрегаты должны формировать вытянутые вдоль поля протяженные агломераты. Продольная деформация образца (удлинение) может приводить к разрыву вытянутых агломератов на более короткие. Размагничивающий фактор образца в направлении измерительного поля катушки при этом будет увеличиваться. В результате относительная магнитная восприимчивость будет уменьшаться более значительно (рис. 1, кривая 4). Для образца №3, гелировавшего в поперечном к оси образца магнитном поле, образовавшиеся агломераты оказываются также ориентированными перпендикулярно оси образца. В этом случае продольная деформация образца должна сразу, начиная с малых относительных удлинений, приводить к разрыву агломератов и их последующей переориентации. В результате размагничивающий фактор в направлении измерительного поля должен уменьшаться, а магнитная восприимчивость образца увеличиваться, что

и наблюдается в эксперименте (рис. 1, кривая 3).

В работе [5] было показано влияние количества циклов замораживания/оттаивания на структуру магнитного геля. Формирование структуры происходит во время первого цикла замораживания/оттаивания, когда структурная сетка оказывается слабо сформированной. Первый цикл гелирования определяет характерный размер ячейки структурной сетки для геля. Эта сетка сохраняется при дальнейших циклах, которые приводят к образованию вторичных кристаллитов в аморфном материале между исходными поперечными связями и укреплению полимерной сетки. Также было показано влияние количества циклов замораживания/оттаивания на диэлектрические свойства гидрогеля ПВС.

Проведенные исследования функциональных зависимостей магнитной восприимчивости не выявили существенного влияния количества циклов замораживания/оттаивания на полученные в первом цикле результаты. На рис. 2 приведены полученные результаты зависимости относительной магнитной восприимчивости от относительного удлинения образцов, прошедших различное количество циклов замораживания/оттаивания. Однако было установлено увеличение прочности (упругости) гелировавших образцов с каждым последующим циклом замораживания/оттаивания.

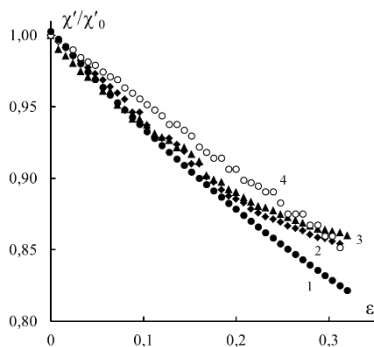


Рис. 2. Зависимость магнитной восприимчивости от относительного удлинения гелировавших образцов после различного количества циклов замораживания/оттаивания: 1 — теоретическая зависимость (1); 2 — 1 цикл; 3 — 3 цикла; 4 — 5 циклов.

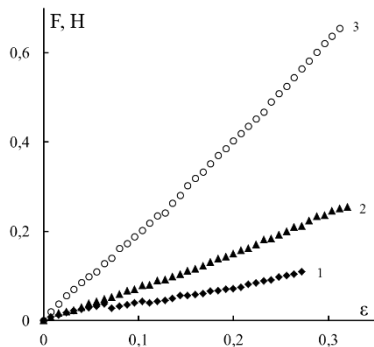


Рис. 3. Зависимость силы упругости гелировавших образцов после различного количества циклов замораживания/оттаивания: 1 — 1 цикл; 2 — 3 цикла; 3 — 5 циклов.

Для этого были проведены исследования силы упругости от относительного удлинения образца (рис. 3). Как видно из рисунка, наблюдается увеличение коэффициента упругости при возрастании количества

циклов замораживания/оттаивания, что указывает на формирование более прочной и плотной пространственной структуры гидрогеля. При этом существенных изменений в состоянии отдельных магнитных наночастиц и их агрегатов не происходит. В результате зависимость относительной магнитной восприимчивости от относительного удлинения практически не изменяется.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект № FSRN-2026-0007).

Список литературы

1. Xue L., Sun J. Magnetic hydrogels with ordered structure for biomedical applications // *Front. Chem.* 2022. Vol. 10. 1040492
2. Priya J.H., John R., Alex A., Anoop K.R. Smart polymers for the controlled delivery of drugs – a concise overview // *Acta Pharm Sin B.* 2014. Vol. 4. P. 120–127.
3. Millon L.E., Nieh M.-P., Hutter J.L., Wan W. SANS Characterization of an Anisotropic Poly(vinyl alcohol) Hydrogel with Vascular Applications // *Macromolecules.* 2007. Vol. 40. P. 3655–3662.
4. Sunaryono, Taufiq A., Putra E.G.R., *et al.* Small-Angle X-Ray Scattering Study on PVA/Fe₃O₄ Magnetic Hydrogels // *Nano: Brief Reports and Reviews.* 2016. Vol. 11. 1650027.
5. Londoño M.E., Jaramillo J.M., Sabater R. i Serra J.M.V. Dielectric Properties Of Poly(Vinyl Alcohol) Hydrogels Prepared By Freezing/Thawing Technique // *Rev.EIA.Esc.Ing.Antioq.* 2012. Vol. 18. P. 105–112.
6. Dikanskii Y.I., Ispiryan A.G., Kunikin S.A., Radionov A.V. On the nature of the maximum in the temperature dependence of magnetic liquid susceptibility // *Tech. Phys.*, vol. 60 (2015), no. 8. P. 1204–1207.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: учеб. пособ.: для вузов. В 10 т. Т.VII. Теория упругости. М.: Физматлит, 2003. 264 с.

ВЛИЯНИЕ АГРЕГАЦИИ НА ДИНАМИЧЕСКИЙ ОТКЛИК АНСАМБЛЯ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ

Е.В. Грохотова, А.Б. Добросердова, Е.А. Елфимова¹

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Уральский федеральный университет
имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»,
Россия, 620002, г. Екатеринбург, ул. Мира, д. 19,
e-mail: Ekaterina.Elifimova@urfu.ru¹

Аннотация. В работе методом молекулярной динамики исследована динамическая магнитная восприимчивость ансамблей обездвиженных магнитных наночастиц (МНЧ), содержащих агрегаты двух типов: агрегаты с правильной кубической структурой и агрегаты со случайной внутренней структурой. Изучено влияние магнитной анизотропии, интенсивности диполь-дипольных взаимодействий и типа агрегации на спектры динамической восприимчивости. Проведен анализ и сравнение восприимчивости этих систем как между собой, так и со случаем равномерно распределенных неагрегированных МНЧ.

Ключевые слова: структурная организация, внутренняя магнитная анизотропия, динамическая восприимчивость, межъямная и внутриямная релаксация магнитного момента



ГРОХОТОВА Елена Вячеславовна окончила магистратуру Уральского федерального университета в 2026 году. В настоящее время является лаборантом-исследователем лаборатории математического моделирования физико-химических процессов в многофазных средах Уральского федерального университета.



ДОБРОСЕРДОВА Алла Борисовна окончила математико-механический факультет Уральского федерального университета по направлению «Математика. Прикладная математика». В 2017 защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по теме «Математическое моделирование самодиффузии в магнитных жидкостях». В настоящее время является доцентом на кафедре теоретической и математической физики Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина.



ЕЛФИМОВА Екатерина Александровна окончила математико-механический факультет Уральского государственного университета им. А.М. Горького в 2006 году. В 2016 году защитила докторскую диссертацию на тему «Статистическая термодинамика и физические свойства магнитных жидкостей: роль многочастичных корреляций». В настоящее время является заведующим кафедрой теоретической и математической физики Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина.

Магнитные наночастицы (МНЧ) широко используются для медицинской визуализации, в частности в методе магнитно-частичной томографии (Magnetic Particle Imaging, MPI), основанном на регистрации их отклика на переменное магнитное поле. После введения в организм МНЧ могут образовывать агрегаты, причем этот процесс определяется интенсивностью диполь-дипольных взаимодействий, вязкостью среды и параметрами магнитного поля. В данной работе исследуется возможность управления магнитным откликом МНЧ за счет изменения структуры агрегатов, интенсивности межчастичных взаимодействий и магнитной анизотропии частиц.

Рассматриваемые модельные системы показаны на рис. 1.

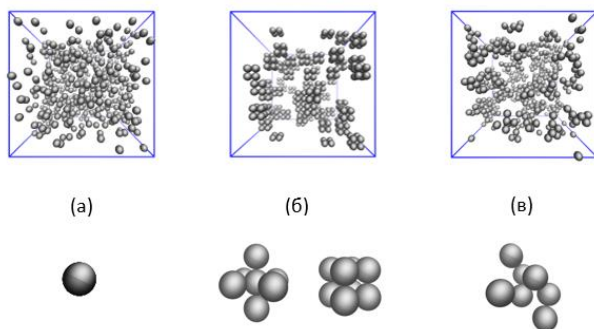


Рис. 1. Визуализация моделей МНЧ: (а) подвижные и обездвиженные неагрегированные МНЧ (FF и FP), (б) агрегаты, МНЧ которых расположены в узлах простой кубической решетки (SCC), (с) агрегаты со случайной внутренней конфигурацией МНЧ (RCC)

(1) FF/FP (ferrofluid/fixed particles) – система подвижных/обездвиженных одиночных МНЧ (Рис. 1а),

(2) SCC (simple cubic configuration) – система обездвиженных агрегатов, обладающих симметрией: МНЧ располагаются в узлах простой кубической решетки. Рассмотрены агрегаты из 7 и 8 МНЧ, равномерно распределенные в объеме (Рис. 1б),

(3) RCC (random cluster configuration) – система обездвиженных агрегатов со случайным внутренним расположением МНЧ. Каждый агрегат содержит одинаковое количество МНЧ, но разную структуру. Сформированные агрегаты равномерно распределены в объеме (Рис. 1в).

Каждая МНЧ обладает одноосной магнитной анизотропией, задающей предпочтительную ориентацию магнитного момента. Направление оси лёгкого намагничивания определяется единичным вектором $\hat{n}_i$. Свободное вращение магнитного момента i -й частицы сдерживается

магнитной анизотропией, описываемой энергией анизотропии $U_N(i)$:

$$\frac{U_N(i)}{k_B T} = -\sigma(\hat{\mathbf{m}}_i \cdot \hat{\mathbf{n}}_i)^2.$$

На ориентацию магнитных моментов также влияют внешнее переменное поле и диполь-дипольные взаимодействия. Соответствующие вклады в энергию задаются выражениями:

$$\begin{aligned} \frac{U_m(i)}{k_B T} &= -\alpha(\hat{\mathbf{m}}_i \cdot \hat{\mathbf{h}}), \\ \frac{U_d(i, j)}{k_B T} &= \frac{\lambda d^3}{r_{ij}^3} [(\hat{\mathbf{m}}_i \cdot \hat{\mathbf{m}}_j) - 3(\hat{\mathbf{m}}_i \cdot \hat{\mathbf{r}}_{ij})(\hat{\mathbf{m}}_j \cdot \hat{\mathbf{r}}_{ij})]. \end{aligned}$$

Для потенциалов $U_m(i)$, $U_d(i, j)$ и $U_N(i)$ вводятся безразмерные параметры, измеряющие отношение этих энергий к тепловой энергии $k_B T$: α – параметр Ланжевена, λ – параметр интенсивности диполь-дипольных взаимодействий и σ – параметр анизотропии.

Компьютерное моделирование методом молекулярной динамики проводилось в программном пакете ESPResSo. Для моделирования релаксационных процессов магнитного момента МНЧ использовалась «Egg model», реализованная в ESPResSo Кузнецовым [1]. Каждая МНЧ представлялась двумя частицами: реальной, с которой связывалась ось магнитной анизотропии, и виртуальной, несущей магнитный момент. Вращение и перемещение реальной частицы описывалось уравнениями Броуновской динамики, а релаксация магнитного момента внутри МНЧ определялась уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта.

На рис. 2 представлены спектры динамической магнитной восприимчивости моделей SCC и RCC с агрегатами, содержащими 7 и 8 МНЧ (SCC-7, SCC-8, RCC-7 и RCC-8 соответственно) для случая отсутствия магнитной анизотропии ($\sigma = 0$). В RCC изменение размера агрегатов на одну МНЧ не меняет значения динамической восприимчивости в отличие от SCC (рис. 2 в, г и рис. 2 а, б). Это происходит потому, что для RCC особенности внутренней структуры индивидуальных агрегатов сглаживаются при усреднении по ансамблю, что приводит к магнитному отклику, в котором конфигурационные эффекты выражены слабо. В системе с агрегатами правильной структуры добавление одной МНЧ в агрегат может существенно изменить ее отклик. Так, SCC-8 демонстрирует меньшую динамическую восприимчивость по сравнению с SCC-7. Причина такого поведения заключается в том, что для агрегатов из 8 МНЧ диполь-дипольные взаимодействия приводят к формированию замкнутых контуров магнитных моментов, которые компенсируют суммарный магнитный момент агрегата. Характерные контуры магнитных моментов в агрегатах из 8 МНЧ, расположенных в узлах простой

кубической решетки, показаны на рисунке рис. 3 (а) [2].

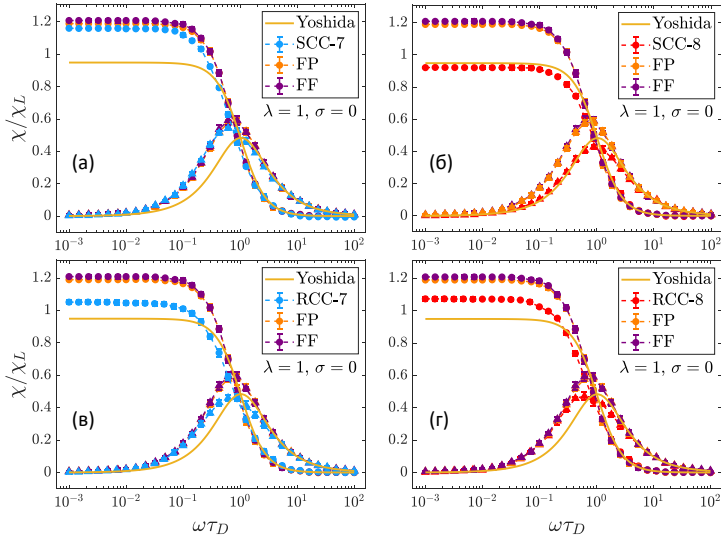


Рис. 2. Динамическая восприимчивость моделей (а) SCC-7, (б) SCC-8, (в) RCC-7, (г) RCC-8 в сравнении с моделями FF, FP для параметров $\sigma = 0$, $\lambda = 1$. По горизонтальной оси отложена безразмерная частота поля $\omega\tau_D$, где ω угловая частота переменного магнитного поля, а τ_D — характерное время прецессии магнитного момента. Символы — компьютерное моделирование (круг — действительная часть восприимчивости, треугольник — мнимая). Сплошная желтая линия — восприимчивости не взаимодействующих МНЧ, рассчитанной по формуле, предложенной Yoshida с соавторами [3]

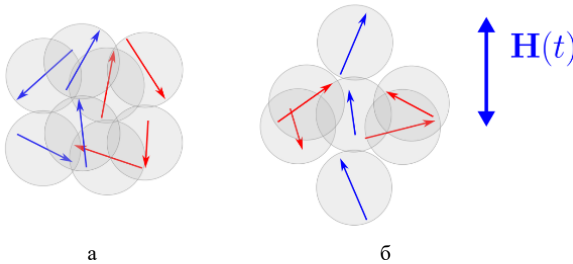


Рис. 3. Визуализация возникающих ориентационных текстур магнитных моментов для модели: (а) SCC-8, (б) SCC-7.

Эти магнитные контуры устойчивы к воздействию внешнего поля, и при рассматриваемом значении параметра Ланжевена α энергии маг-

нитного поля не хватает, чтобы разорвать установившиеся связи магнитных моментов и переориентировать их. Наличие подобных контуров приводит к "замораживанию" магнитных моментов и подавлению динамического магнитного отклика. Интересно, что, несмотря на наличие диполь-дипольных взаимодействий, восприимчивость SCC-8 очень близка к восприимчивости не взаимодействующих МНЧ (сплошная линия), рассчитанной по формуле, предложенной Yoshida с соавторами [3]. В агрегатах из 7 МНЧ дипольные взаимодействия не приводят к компенсации суммарного магнитного момента агрегата, а, напротив, способствуют его росту (рис. 3 (б)) [2]. Динамическая восприимчивость SCC-7 оказывается близкой к восприимчивости систем неагрегированных взаимодействующих МНЧ, как подвижных (FF, сиреневые символы), так и обездвиженных (FP, оранжевые символы) (рис. 2,б).

Увеличение параметра анизотропии σ качественно меняет динамическую восприимчивость: появляется два пика в мнимой части восприимчивости (рис. 4).

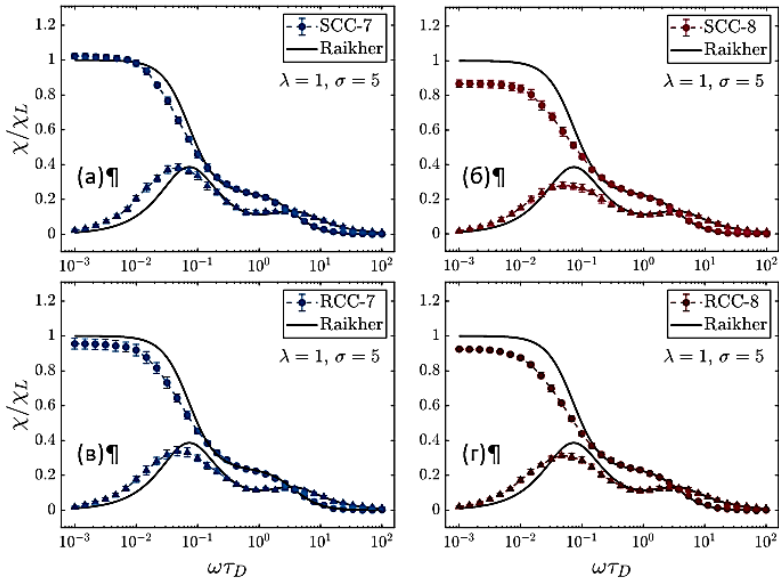


Рис. 4. Динамическая восприимчивость моделей (а) SCC-7, (б) SCC-8, (в) RCC-7, (г) RCC-8 для параметров $\sigma = 5$, $\lambda = 1$. Символы – компьютерное моделирование (круг – действительная часть восприимчивости, треугольник – мнимая). Сплошная черная линия – формула, предложенная Райхером с соавторами [4].

Высокочастотный пик связан с быстрыми флуктуациями магнитного момента МНЧ вблизи оси легкого намагничивания (колебания внутри потенциальной ямы), низкочастотный обусловлен перескоком магнитного момента вдоль направления оси анизотропии (межямная релаксация). Положения и значения высокочастотного пика в моделях SCC и RCC совпадают с теоретической зависимостью для невзаимодействующих неагрегированных МНЧ в слабых магнитных полях, рассчитанной по формуле, предложенной Райхером с соавторами [4] (черная сплошная линия на рис. 4). Это указывает на то, что внутриямная релаксация в таких системах слабо чувствительна к диполь-дипольным взаимодействиям, структуре агрегатов и внешнему магнитному полю. Фактически процесс внутриямной релаксации определяется главным образом тепловыми флуктуациями и анизотропным потенциалом МНЧ. Низкочастотная область спектра демонстрирует выраженную зависимость от структуры агрегатов и межчастичных взаимодействий.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант No. 23-12-00039-П, <https://rscf.ru/project/23-12-00039-П/>

Список литературы

1. Dynamic magnetic response of multicore particles: The role of grain magnetic anisotropy and intergrain interactions / E.S. Pyanzina, E.V. Novak, A.A. Kuznetsov, S.S. Kantorovich // *Journal of Molecular Liquids*. – 2025. – Vol. 421. – P. 126842.
2. Orientation texturing and static magnetic response of multi-core particle containing limited number of superparamagnetic nanocores / A.Y. Solovyova, S.A. Sokolsky, A.O. Ivanov, E.A. Elfimova // *Smart Materials and Structures*. – 2023. – Vol. 32. – № 11. – P. 115005.
3. Yoshida, T. Simulation and quantitative clarification of AC susceptibility of magnetic fluid in nonlinear Brownian relaxation region / T. Yoshida, K. Enpuku // *Japanese Journal of Applied Physics*. – 2009. – Vol. 48. – № 12.
4. Raikher, Y.L. Nonlinear Dynamic Susceptibilities and Field-Induced Birefringence in Magnetic Particle Assemblies / Y.L. Raikher, V.I. Stepanov. // *Advances in Chemical Physics* / Vol. 129. – P. 419-588.

ГАРМОНИЧЕСКИЙ ОТКЛИК АНСАМБЛЕЙ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ АГРЕГИРОВАННЫХ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ: ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ АГРЕГАТОВ

Е.В. Грохотова¹, Е.А. Елфимова, А.Б. Добросердова

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Уральский федеральный университет
имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»,
Россия, 620002, г. Екатеринбург, ул. Мира, д. 19,
e-mail: e.v.grokhotova@urfu.ru¹

Аннотация. В работе изучен нелинейный динамический отклик ансамбля подвижных агрегатов, содержащих одинаковое количество магнитных частиц. Был установлен эффект повышения интенсивности гармоник ансамбля агрегатов в сравнении с одиночными неагрегированными частицами при безразмерной частоте переменного поля $\omega\tau_D = 0.001$ (ω – угловая частота поля, τ_D – характерное время релаксации магнитного момента). Показано, что интенсивность нелинейного отклика можно контролировать посредством изменения плотности упаковки агрегатов.

Ключевые слова: гармонический спектр, специфика структуры, подвижные агрегаты, нелинейный отклик, переменное магнитное поле, многогранульные частицы



ГРОХОТОВА Елена Вячеславовна окончила магистратуру Уральского федерального университета в 2026 году. В настоящее время является лаборантом-исследователем лаборатории математического моделирования физико-химических процессов в многофазных средах Уральского федерального университета (УрФУ).



ЕЛФИМОВА Екатерина Александровна окончила математико-механический факультет Уральского государственного университета им. А.М. Горького в 2006 году. В 2016 году защитила докторскую диссертацию на тему «Статистическая термодинамика и физические свойства магнитных жидкостей: роль многочастичных корреляций». В настоящее время является заведующим кафедрой теоретической и математической физики УрФУ.



ДОБРОСЕРДОВА Алла Борисовна окончила математико-механический факультет УрФУ по направлению «Математика. Прикладная математика». В 2017 защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по теме «Математическое моделирование самодиффузии в магнитных жидкостях». В настоящее время является доцентом кафедры теоретической и математической физики УрФУ.

Магнитные наночастицы используются в методах биомедицинской диагностики, например, в методе MPI (magnetic particle imaging), основанном на регистрации нелинейного отклика частиц на переменное магнитное поле. Предварительно синтезированные агрегаты магнитных наночастиц позволяют обеспечить большую стабильности сигнала, а также повысить интенсивность гармонического отклика. В данной работе исследуется взаимосвязь между магнитным откликом агрегатов магнитных наночастиц и их структурными особенностями. Понимание этих зависимостей позволит определить оптимальные параметры системы, обеспечивающие максимальный гармонический отклик.

Моделируется динамический отклик системы подвижных агрегатов с одинаковым числом частиц N_g и случайной внутренней конфигурацией (модель RCC, random cluster configuration), примеры формируемых ансамблей показаны на рис. 1.

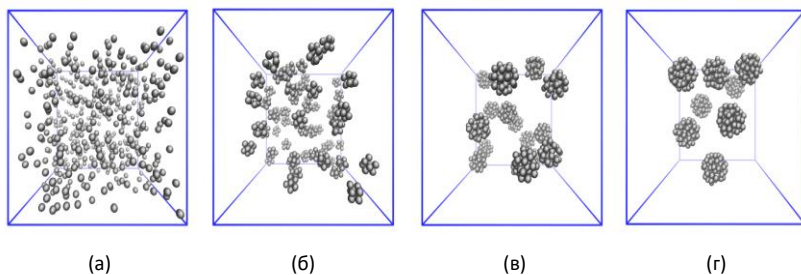


Рис. 1. Визуализация моделей магнитных наночастиц: (а) подвижные одиночные частицы (FF), агрегаты со случайной внутренней конфигурацией частиц, состоящие из (б) 8 (RCC8), (в) 32 (RCC32) и (г) 64 (RCC64) частиц

Частицы обладают одноосной магнитной анизотропией, ориентация осей легкого намагничивания фиксирована относительно агрегата и задается случайным образом. Размер каждого агрегата определяется его концентрацией $\varphi_{agg} = N_g \frac{v_m}{V} = N_g \left(\frac{d}{D}\right)^3$, где v_m — объем магнитной частицы диаметра d , V — объем сферы диаметра D , ограничивающей агрегат. Варьирование структурного параметра φ_{agg} соответствует изменению доли-немагнитной среды внутри агрегатов. Рис. 2 демонстрирует сборки частиц различной плотности упаковки. Для определения влияния особенностей внутреннего строения агрегатов ансамбля на нелинейный отклик системы будут рассмотрены следующие значения параметров $N_g = 8, 32, 64$ (RCC8, RCC32, RCC64) и $\varphi_{agg} = 0.15, 0.3$. Общая концентрация частиц в симуляционном боксе составляет $\varphi = 0.02$, па-

параметр интенсивности диполь-дипольных взаимодействий $\lambda = 1$, параметр анизотропии $\sigma = 1$. Также будет проведено сравнение результатов с моделью одиночных подвижных частиц (FF).

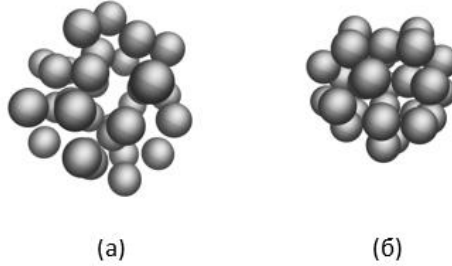


Рис. 2. Примеры формируемых агрегатов, содержащих одинаковое число частиц $N_g = 32$, но разной концентрации (a) $\varphi_{agg} = 0.15$, (б) $\varphi_{agg} = 0.3$.

Магнитные частицы внутри агрегата связаны упругими взаимодействиями, которые задаются следующим потенциалом:

$$U_h = \frac{1}{2} K (r - r_0)^2,$$

где r_0 – равновесная длина, определяемая начальной конфигурацией частиц, параметр $K \rightarrow \infty$ выбран для моделирования жесткой связи между частицами, допускающей при этом флуктуации частиц около их равновесного положения.

Гармониками будем называть коэффициенты ряда Фурье A_k , B_k намагниченности $M(t)$:

$$M(t) = \sum_{k=1}^{\infty} R_k \cos(k\omega t - \phi_k),$$

$$R_k = \sqrt{A_k^2 + B_k^2}, \quad \tan \phi_k = \frac{B_k}{A_k},$$

$$A_k = \frac{2}{T} \int_0^T M(t) \cos(k\omega t) dt, \quad B_k = \frac{2}{T} \int_0^T M(t) \sin(k\omega t) dt,$$

где R_k – абсолютная величина k -й гармоники; T – период переменного поля. Для рассматриваемой системы только нечетные гармоники принимают значения, отличные от нуля.

Анализ магнитных свойств ансамбля проводился методами молекулярной динамики с использованием программного пакета ESPResSo [1]. Для моделирования неелевской релаксации магнитного момента использовалась модель «Egg model», реализованная в ESPResSo А.А. Кузнецовым [2].

Гармонический отклик ансамблей агрегатов RCC8, RCC32 и RCC64 в сравнении с эталонной системой одиночных частиц показан на рис. 3.

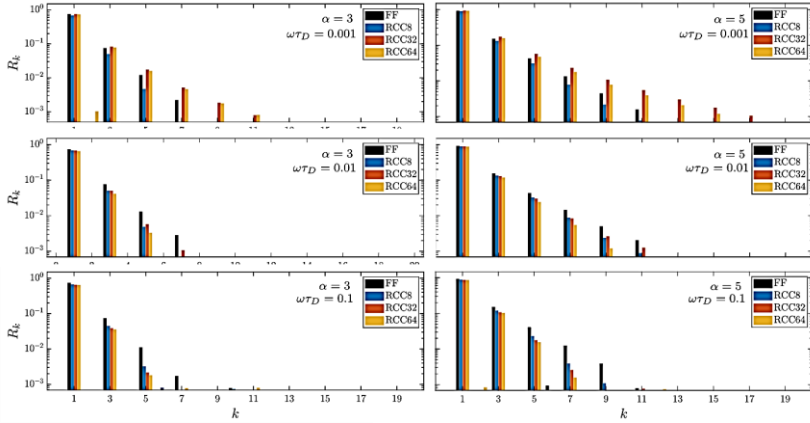


Рис. 3. График гармоник R_k в зависимости от номера $k = 1, \dots, 19$ для моделей FF, RCC8, RCC32, RCC64 (черные, синие, оранжевые, желтые столбцы соответственно). Безразмерные частоты выбраны $\omega\tau_D = 0.001, 0.01, 0.1$, где ω – частота внешнего поля, τ_D – характерное время релаксации магнитного момента. Параметр Ланжевена $\alpha = 3$ (правый столбец) и $\alpha = 5$ (левый столбец), интенсивность диполь-дипольных взаимодействий $\lambda = 1$, параметр анизотропии $\sigma = 1$. Общая концентрация частиц в симуляционном боксе $\phi = 0.02$, концентрация частиц в агрегате $\phi_{agg} = 0.3$

При частоте $\omega\tau_D = 0.001$ зависимость интенсивности гармоник от числа частиц в агрегате имеет немонотонный характер: максимальный отклик наблюдается для агрегатов, содержащих $N_g = 32$. Наличие такого оптимального размера обусловлено конкуренцией двух факторов: увеличением суммарного магнитного момента агрегата по мере роста числа входящих в него частиц и снижением его подвижности вследствие увеличения размеров. При малом числе частиц внутри агрегата магнитные моменты отдельных частиц благодаря неелевской релаксации быстро выстраиваются вдоль эффективного суммарного магнитного момента всего агрегата. Небольшие размеры агрегатов обеспечивают возможность их броуновского вращения как единого целого под действием внешнего магнитного поля. Одновременно увеличение числа частиц приводит к усилению внутреннего подмагничивающего поля, что способствует росту гармонического отклика. Именно этим объясняется увеличение интенсивности гармоник при переходе от модели RCC8 к RCC32. Дальнейший рост числа частиц в агрегате сопровождается существенным увеличением его объема и, как следствие, времени броуновской релаксации. Крупные агрегаты уже не успевают следовать

за переменным магнитным полем, поэтому, несмотря на большой суммарный магнитный момент, их гармонический отклик уменьшается (модель RCC64). Аналогичный вывод был получен в работе Takahashi с соавторами [3], где показано, что для крупных агрегатов характерное время релаксации коллективного магнитного момента экспоненциально возрастает с увеличением объема агрегата. Таким образом, максимальная интенсивность гармоник достигается для агрегатов промежуточного размера, обладающих достаточно большим суммарным магнитным моментом при сохранении высокой подвижности.

Увеличение частоты поля $\omega\tau_D = 0.01$ и 0.1 приводит к тому, что зависимость гармоник от числа частиц становится монотонно убывающей без отчетливого максимума. Следует отметить, что для всех исследованных частот гармонический отклик RCC8 остается ниже, чем у эталонной системы неагрегированных частиц (модель FF). Это связано с тем, что агрегаты такого размера еще не содержат достаточного числа частиц для формирования сильного внутреннего подмагничивающего поля. Одновременно броуновское вращение агрегата происходит медленнее, чем вращение одиночной частицы. Совокупность этих факторов приводит к уменьшению гармонического отклика ансамбля RCC8 по сравнению с системой свободных неагрегированных наночастиц.

Влияние плотности упаковки агрегатов на гармонический спектр также по-разному проявляется малых и крупных агрегатов и продемонстрировано на рис. 4.

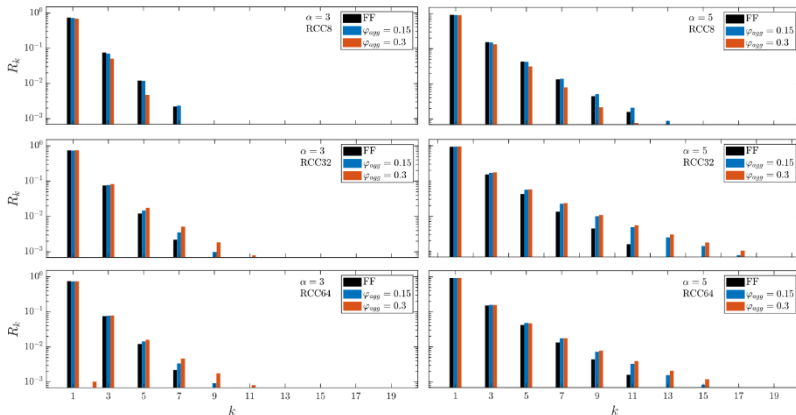


Рис. 4. График гармоник R_k в зависимости от номера $k = 1, \dots, 19$ для моделей FF, RCC8, RCC32, RCC64 при разной концентрации агрегатов $\varphi_{agg} = 0.15$ (синие столбцы) и $\varphi_{agg} = 0.3$ (оранжевые столбцы). Общая концентрация частиц в симуляционном боксе $\varphi = 0.02$, интенсивность диполь-дипольных взаимодействий $\lambda = 1$, параметр анизотропии $\sigma = 1$

Для агрегатов RCC8 разреженная упаковка приводит к повышению интенсивности гармоник и более медленному их спаду. Магнитные моменты частиц внутри агрегата связаны друг с другом и изменение ориентации магнитного момента одной частицы оказывается зависимым от ее соседей. Этот эффект «удержания» магнитных моментов препятствует реакции всего агрегата, и более выражен для высоких значений концентраций ϕ_{agg} . Понижение плотности, напротив, увеличивает расстояние до ближайших соседей, ослабляя диполь-дипольные взаимодействия и агрегат в целом более свободно реагирует на переменное поле.

У крупных агрегатов (RCC32, RCC64) наблюдается отличное поведение – рассмотренные концентрации слабо меняют гармонический отклик. Особенности внутренней упаковки перестают играть определяющую роль и главное ограничение на интенсивность гармоник накладывается размером агрегата.

Финансирование. Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Проект №. 075-02-2026-1315 по развитию регионального научно-образовательного математического центра «Уральский математический центр»)

Список литературы

1. ESPResSo 4.0 – an extensible software package for simulating soft matter systems / F. Weik, R. Weeber, K. Szuttor [et al.] // The European Physical Journal Special Topics. 2019. Vol. 227. № 14. P. 1789-1816.
2. Dynamic magnetic response of multicore particles: The role of grain magnetic anisotropy and intergrain interactions / E. S. Pyanzina, E. V. Novak, A. A. Kuznetsov, S. S. Kantorovich // Journal of Molecular Liquids. 2025. Vol. 421. P. 126842.
3. Comprehensive understanding of the correlation between structure and harmonic properties of multicore superparamagnetic particles / M. Takahashi, S. Shimizu, H. Goto [et al.] // Nanoscale. 2026. Vol. 18. № 10. P. 5183-5189

РАЗРАБОТКА МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ ВИБРОМЕТРОВ ПОВЫШЕННОЙ ТОЧНОСТИ

П.В. Сплендер¹, М.С. Сайкин

Федеральное государственное образовательное учреждение
высшего образования «Ивановский государственный энергетический
университет имени В.И. Ленина»,
Россия, г. Иваново, 153003, ул. Рабфаковская, 34
e-mail: Splender03@mail.ru¹

Аннотация. Проведен обзор и анализ разработанных конструкций магнито-жидкостных вибромметров повышенной точности для технологического оборудования. На основании численных исследований предложены рациональные соотношения для элементов магнитопроводов магнито-жидкостных вибромметров. На разработанные конструкции получены охранные документы.

Ключевые слова: магнито-жидкостный вибромметр, чувствительный элемент, постоянный магнит, магнитная жидкость.



СПЛЕНДЕР Полина Владимировна магистрантка 1 курса электроэнергетического факультета Ивановского государственного энергетического университета им. В.И. Ленина. Направление обучения «Электротехника и электроэнергетика». Имеет 12 публикации, в том числе 3 статьи в журналах ВАК и 2 разработки, новизна которых подтверждена охранными документами.



САЙКИН Михаил Сергеевич выпускник электромеханического факультета Ивановского энергетического института им. В.И. Ленина. Специальность «Электрические машины». С 1980 по 2000 год работал в Специальном конструкторско-технологическом бюро «Полус». В 1998 году в МЭИ (ТУ) защитил кандидатскую диссертацию на тему: «Разработка и исследование электромеханических магнито-жидкостных герметизаторов специального технологического оборудования». Имеет более 350 публикаций, в том числе более 60 статей, 60 разработок, защищенных охранными документами, 3 монографии. С 2000 года доцент кафедры теоретических основ электротехники и электротехнологий ИГЭУ, «Заслуженный изобретатель России».

Введение

К новому технологическому оборудованию предъявляются повышенные требования по точности оценки уровня вибраций. Увеличение амплитуды и частоты вибраций приводит к повышенному износу узлов технологического оборудования и снижает ресурс их работы.

В настоящее время разработаны конструкции магнито-жидкостных вибромметров (МЖВ), которые могут применяться для решения широ-

кого круга технических задач. Известные конструкции магнитоожидкостных виброметров не всегда обеспечивают требуемую точность при диагностике вибраций технического объекта [1, 2].

Для повышения точности измерения уровня вибраций предлагается конструкция, в которой учтены недостатки известных разработок. В качестве базовой взята конструкция МЖВ [3], в которой чувствительный элемент 1 в форме кольцевого постоянного магнита находится с внешней стороны корпуса 2 (рис. 1).

Корпус жестко крепится к оборудованию, вибрации которого вызывают смещение чувствительного элемента МЖВ. Магнитная жидкость (МЖ) 3 удерживается пондеромоторной силой между корпусом и чувствительным элементом, обеспечивая его перемещение в осевом направлении с минимальным коэффициентом трения.

В немагнитопроводной втулке 4 расположена измерительная обмотка 5. При перемещении чувствительного элемента в осевом направлении в измерительной обмотке наводится электродвижущая сила, пропорциональная его скорости движения. С выводов измерительной обмотки снимается аналоговый сигнал, который после цифровой обработки усиливается. Кольцевой постоянный магнит 6, установленный в торцевой крышке 7, может перемещаться в осевом направлении, что обеспечивает настройку датчика на широкий диапазон измеряемых частот. На немагнитном основании 8 установлен статический магнит 9. Магниты 6 и 9 направлены одноименными полюсами к полюсам чувствительного элемента, что приводит к возникновению сил отталкивания между чувствительным элементом и статическими постоянными магнитами и созданию магнитного подвеса.

Для повышения точности измерений необходимо предусмотреть настройку нулевого положения чувствительного элемента, что реализовано в разработанной конструкции (рис. 2) [4] с помощью дополнительного магнитопроводного кольца 10, имеющего возможность осевого перемещения вдоль резьбы на обращенных друг к другу поверхностях крышки и магнитопроводного кольца. Работа магнитоожидкостного виброметра аналогична предыдущей конструкции.

Для моделирования магнитного поля МЖВ использовались интегрированные среды QuickField и FEMM. Число элементов в расчетных моделях составляло 140000.

Проведены численные исследования влияния длины перекрытия верхнего статического магнита магнитопроводным кольцом на величину средней магнитной индукции в зазоре между чувствительным элементом и статическим магнитом. Исследования проводились при изменении диапазона перекрытия статического постоянного магнита 6 от 0,4 до 1,0 его длины. Размеры магнитов составляли: $K40 \times 20 \times 10$,

K32×18×6, K17×8×5, K12×8×3. Магнитопроводное кольцо было изготовлено из стали марки Сталь 10 с индукцией магнитного насыщения 2,1 Тл в магнитном поле с напряженностью 50 кА/м [5].

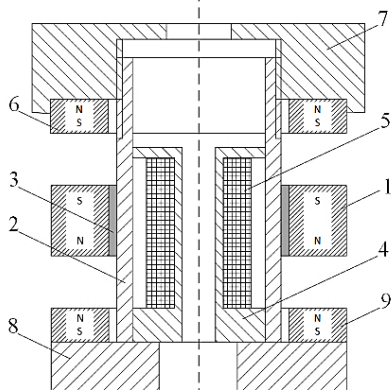


Рис. 1. Магнитоэлектрический виброметр с внешним расположением чувствительного элемента

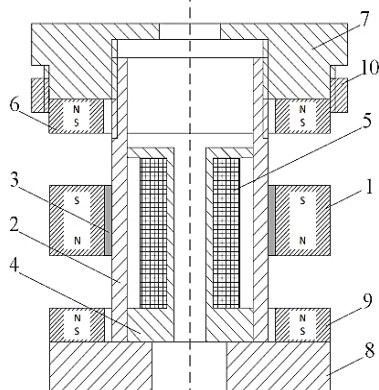


Рис. 2. Магнитоэлектрический виброметр с магнитопроводным кольцом

Численные исследования проводились для двух различных случаев. В первом случае статические магниты имели одинаковые значения коэрцитивной силы, которая составляла 800 или 100 кА/м. Результаты расчетов показали, что использование магнитов с одинаковым значением коэрцитивной силы практически не влияет на изменение средней магнитной индукции в магнитном подвесе.

Во втором случае проведен численный эксперимент, при котором величина коэрцитивной силы чувствительного элемента была ниже коэрцитивной силы статических магнитов магнитного подвеса, для них она составляла 100 кА/м [6, 7]. Коэрцитивная сила чувствительного элемента изменялась и составляла: 10, 20 и 30 кА/м.

Результаты численных исследований приведены в таблице.

Относительное процентное изменение магнитной индукции определялось по выражению:

$$\Delta B = \frac{B_{cp1} - B_{cp2}}{B_{cp1}} \cdot 100\%$$

где B_{cp1} – среднее значение магнитной индукции при отсутствии регулировочного магнитопроводного кольца; B_{cp2} – среднее значение магнитной индукции при наличии регулировочного магнитопроводного кольца.

На основании полученных результатов построены графики относительного процентного изменения магнитной индукции ΔB от отношения длины шунтирования Δ верхнего статического магнита к его длине l в направлении намагничивания (рис. 3). Полученные зависимости практически совпадают для всех рассмотренных значений коэрцитивной силы чувствительного элемента: $H_{c\text{ ч}}=10$ кА/м, $H_{c\text{ ч}}=20$ кА/м и $H_{c\text{ ч}}=30$ кА/м.

Таблица. Процентное изменение средней магнитной индукции для разных типоразмеров магнитов при изменении коэрцитивной силы чувствительного элемента и длины магнитного шунта

Типоразмер магнитов	Отношение длины шунта к длине статического магнита Δ/l , о.е.	ΔB , %		
		$H_{c\text{ ч}}$, кА/м		
		10	20	30
40×20×10	0,4	1,34	,31	,26
	0,5	2,69	,65	,58
	0,6	4,08	,96	,78
	0,8	7,16	,88	,49
	1,0	9,54	,91	,13
32×18×6	0,4	0,794	779	746
	0,5	2,09	,08	,04
	0,6	3,06	,95	,79
	0,8	6,09	,91	,62
	1,0	8,04	,54	,92
17×8×5	0,4	0,497	579	648
	0,5	1,45	,45	,42
	0,6	3,42	,43	,37
	0,8	7,24	,12	,88
	1,0	10,3	,71	,90
12×8×3	0,4	1,60	,54	,45
	0,5	5,41	,62	,75
	0,6	6,66	,61	,45
	0,8	13,5	3,5	3,3
	1,0	22,9	2,8	2,3

Для повышения точности измерений предлагается конструкция, представленная на рис. 4 [8].

Магнитожидкостный вибромметр состоит из немагнитного корпуса 1, внутри которого расположен немагнитный стержень 2. В осевом направлении вдоль стержня перемещается чувствительный элемент, состоящий из кольцевых постоянных магнитов 3 и 4, между которыми

расположена немагнитопроводная втулка 5. В торцевой крышке 6, имеющей возможность осевого перемещения, крепится кольцевой постоянный магнит 7. Аналогичный статический магнит 8 размещен на дне корпуса. Крышка 6 выполнена с отверстием 9, ориентированным по оси. Данное отверстие предназначено для исключения перепада давлений между верхним и нижним объемами корпуса и внешней средой. Регулирование величины силы отталкивания между чувствительным элементом и статическими постоянными магнитами осуществляется перемещением крышки 6 в осевом направлении, что позволяет контролировать требуемый диапазон уровня вибраций. Чувствительный элемент и статические постоянные магниты образуют магнитный подвес, который является основным рабочим органом магнитожидкостного виброметра.

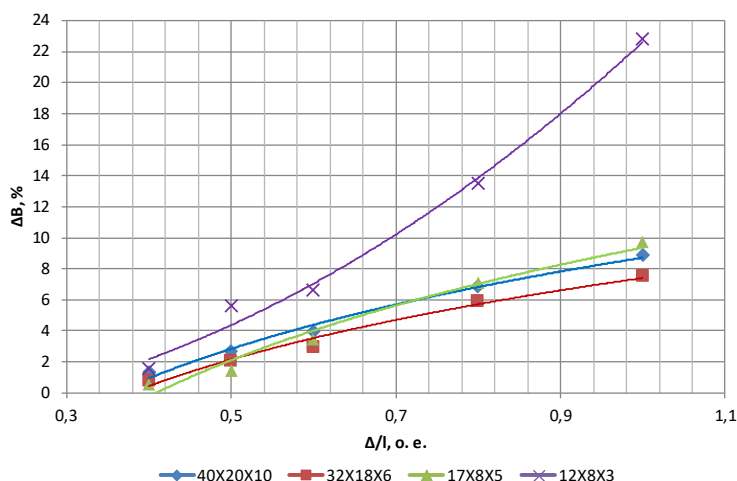


Рис. 3 График зависимостей $\Delta B = f(\Delta/l)$

Уменьшение расстояния между чувствительным элементом и статическими постоянными магнитами снижает чувствительность измерений, что позволяет контролировать диапазон вибраций в области низких частот. При увеличении этого расстояния чувствительность измерений повышается, что необходимо при измерении высоких частот.

В зазоры со стороны внешней и внутренней цилиндрических поверхностей чувствительного элемента, образованных с корпусом 1 и немагнитным стержнем 2, заправлена магнитная жидкость (МЖ) 10, которая обеспечивает удержание чувствительного элемента без соприкосновения с поверхностями корпуса 1 и стержня 2. Чувствительный элемент

перемещается в осевом направлении МЖВ с минимальным коэффициентом трения. Измерительные обмотки 11 и 12 установлены симметрично относительно друг друга. Длина чувствительного элемента в осевом направлении равна длине каждой измерительной обмотки.

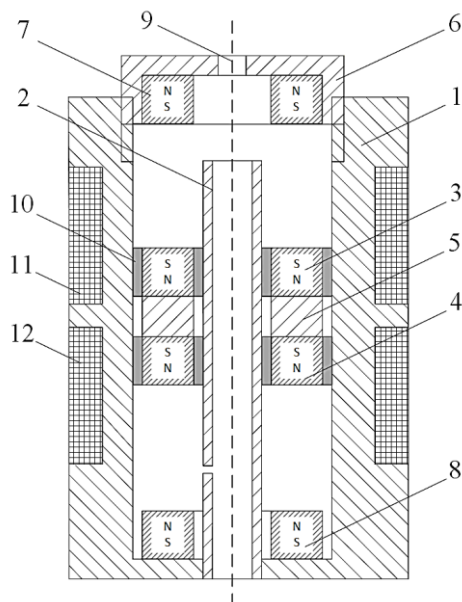


Рис. 4. Магнитожидкостный виброметр с чувствительным элементом с двумя кольцевыми постоянными магнитами

Наличие составного чувствительного элемента, с двумя кольцевыми постоянными магнитами и двумя измерительными обмотками, соединенными последовательно обеспечивает повышение чувствительности измерений уровня вибраций и расширение контролируемого частотного диапазона. При пересечении витков измерительных обмоток одним из магнитов величина ЭДС будет минимальной. При увеличении амплитуды вибраций второй магнит чувствительного элемента также наводит ЭДС в измерительной обмотке. Обе ЭДС будут суммироваться, что повышает эффективность проводимых измерений. Максимальная величина ЭДС наводится, когда оба постоянных магнита 4 и 5 полностью пересекают обмотки 12 и 13. Чувствительный элемент может быть собран из любого количества постоянных магнитов и немагнитных втулок, что позволяет обеспечить широкий диапазон значений ЭДС в измерительных обмотках.

Заключение

Основные результаты работы состоят в следующем:

- на основании расчетных моделей проведены численные исследования влияния свойств материалов и размеров постоянных магнитов, а также и длины шунта на величину магнитной индукции в различных сечениях магнитного подвеса;
- разработаны новые конструкции магнитожидкостных виброметров, позволяющие повысить точность измерений вибраций технологического оборудования при проведении мониторинга его состояния;
- новизна конструкторских разработок подтверждена наличием двух охраняемых документов.

Список литературы

1. Сайкин М.С., Федосеева В.П. Разработка и исследование магнитожидкостных вибродатчиков с магнитным подвесом на кольцевых постоянных магнитах / Вестник Рыбинского государственного авиационно-технического университета имени П.А.Соловьёва. – Изд-во (РГАТУ имени П.А.Соловьёва), №3 (58), 2021, С. 65-71.
2. Сайкин М.С., Сплендер П.В. Магнитожидкостные датчики диагностики вибраций машиностроительных узлов энергетического оборудования электрических станций / Вестник Рыбинского государственного авиационно-технического университета имени П.А. Соловьёва. Изд-во (РГАТУ имени П.А. Соловьёва), № 1 (72), 2025, С. 39-45.
3. Сайкин М.С. Устройство для измерения вибраций. Патент на полезную модель, Российская Федерация N 217791 RU, МПК G01H 11/02, Приоритет от 18.02.2023, опубл. 18.04.2023, Бюл. N11. Заявка N 2023103102.
4. Сайкин М.С., Сплендер П.В. Устройство для измерения вибраций. Патент на полезную модель, Российская Федерация N 233853 RU, МПК G01H 11/02 (2025.01), Приоритет от 12.01.2025, опубл. 07.05.2025, Бюл. N13. Заявка № 2025103248.
5. Константинов О.Я. Магнитная технологическая оснастка. Л.: Машиностроение, Ленинградское отделение, 1974. 383 с.
6. Магниты постоянные на основе сплава кобальт-самарий. Технические условия. ТУ 6391-005-55177547-2008. Пышминский опытный завод – «Прогресс».
7. Магниты постоянные на основе сплава неодим-железо-бор марки Ч36Р. Технические условия ТУ6391-002-55177547-2005 (Взамен ТУ 48-4-543-90 с изм.1,2).
8. Сайкин М.С., Сплендер П.В. Устройство для измерения вибраций. Патент на полезную модель, Российская Федерация N 242933 RU, МПК G01H 11/02, Приоритет от 22.12.2025, опубл. 17.04.2026, Бюл. N11. Заявка N 2025137597.

ПРИМЕНЕНИЕ МОДИФИЦИРОВАННОГО ПОДХОДА СРЕДНЕГО ПОЛЯ К АНСАМБЛЯМ СУПЕРПАРАМАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ

А.О. Иванов¹, В.С. Зверев, А.Ю. Соловьева, Е.А. Елфимова

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Уральский федеральный университет
имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»,
Россия, 620002, г. Екатеринбург, ул. Мира, д. 19,
e-mail: Alexey.Ivanov@urfu.ru¹

Аннотация. Приводятся примеры успешного применения математического метода, известного как «модифицированная теория среднего поля 1-го порядка» (МТСП), для описания магнитных свойств феррожидкостей и феррокомпозитов с учетом межчастичного диполь-дипольного взаимодействия магнитных моментов частиц. МТСП базируется на концепции о том, что на каждую частицу кроме внешнего магнитного поля действует еще и суммарное магнитное поле, создаваемое всеми остальными магнитными диполями в пренебрежении межчастичными корреляциями между ними.

Ключевые слова: магнитные свойства, суперпарамагнитные наночастицы, феррожидкость, феррокомпозит, магнитное диполь-дипольное взаимодействие, цепочечные агрегаты.



ИВАНОВ Алексей Олегович окончил Уральский государственный университет им. А.М. Горького в 1984 г. В 1998 г. им защищена докторская диссертация по теме «Фазовое расслоение магнитных жидкостей». В настоящее время он является заместителем проректора по науке Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, профессором.



ЗВЕРЕВ Владимир Сергеевич окончил магистратуру Уральского федерального университета в 2009 году. В 2013 году защитил кандидатскую диссертацию на тему «Математическое моделирование поверхностной диффузии с фронтальной химической реакцией». В настоящее время является доцентом кафедры теоретической и математической физики Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина.



СОЛОВЬЕВА Анна Юрьевна окончила магистратуру Уральского федерального университета в 2015 году. В 2019 году защитила кандидатскую диссертацию на тему «Структурные и магнитные свойства полидисперсных феррожидкостей: теория и компьютерное моделирование». В настоящее время является доцентом кафедры теоретической и математической физики Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина.



ЕЛФИМОВА Екатерина Александровна окончила математико-механический факультет Уральского государственного университета им. А.М. Горького в 2000 году. В 2016 году защитила докторскую диссертацию на тему «Статистическая термодинамика и физические свойства магнитных жидкостей: роль многочастичных корреляций». В настоящее время является заведующей кафедрой теоретической и математической физики Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина.

Значительное количество аномальных свойств ансамблей суперпарамагнитных наночастиц, распределенных в жидких или твердых носителях, определяется эффектами межчастичного магнитостатического взаимодействия [1]. Среди множества теоретических работ, посвященных учету межчастичных взаимодействий в феррожидкостях, обзор которых можно найти в работе [2], наибольшей востребованностью в научном сообществе пользуются теоретические модели, которые представляют результаты в наиболее простой математической форме, пригодной для экспериментальной верификации и инженерных расчетов. Кроме того, важным преимуществом модели является возможность ее несложного обобщения на полидисперсную систему феррочастиц. Этими качествами обладает, так-называемая, модифицированная теория среднего поля 1-го порядка (МТСП), развитая оригинально в работе [3].

Поскольку в теоретическом рассмотрении первоочередное значение имеет описание объекта, следует начать с подробной детализации понятия «суперпарамагнитная наночастица» (феррочастица), для которой используются следующие представления:

а) Наночастицы синтезируют путем химического осаждения, являющегося частным случаем объемной кристаллизации, в которой частицы растут из ядра нуклеации за счет присоединения отдельных атомов. Поэтому есть все основания считать кристаллическую решетку наночастиц близкой к идеальной. Кроме того, невозможно учесть все случайные неровности на поверхности частиц, соответственно наночастицы моделируются идеальными сферами;

б) Приповерхностный слой(и) спинов в кристаллической решетке наночастиц должен быть фрустрирован из-за односторонности обменного взаимодействия. Дополнительно, к атомам поверхностного слоя присоединяются молекулы ПАВ стерического слоя, что также нарушает магнитное упорядочение в приповерхностном слое атомов. Малые размеры наночастиц обеспечивают их однодоменность. Соответственно, наночастицы рассматриваются в рамках модели «ядро - оболочка»:

внутренняя часть феррочастиц представляет собой однородно намагниченное ядро, которое окружено немагнитной оболочкой, включающей поверхностный немагнитный металлический слой и слой молекул ПАВ;

в) Магнитные материалы, из которых синтезируются наночастицы, как правило, имеют сложную атомарно-магнитную структуру, характеризующуюся тремя осями легкого намагничивания. Однако учет трехосности представляется преувеличением точности в связи с пренебрежением погрешностями в форме наночастиц, поэтому традиционно наночастицы рассматриваются в приближении одноосной магнитной анизотропии. Кроме того, малые размеры наночастиц требуют учета суперпарамагнитного поведения, поскольку термоиндуцированное флуктуационное вращение магнитных моментов внутри наночастиц приводит к тому, что направление магнитного момента каждой наночастицы отличается от направления оси легкого намагничивания.

Таким образом, рассматривается монодисперсная феррожидкость с числовой концентрацией феррочастиц ρ . Феррочастица моделируется сферой, внутри которой находится однородно намагниченное суперпарамагнитное ядро объема v_m с константой K магнитной анизотропии материала частиц. Внешний «гидродинамический» диаметр частиц есть d , и магнитный момент частицы имеет модуль m , а направление флуктуирует за счет воздействия термостата. Образец феррожидкости имеет форму длинного цилиндра, вдоль оси которого приложено однородное постоянное магнитное поле напряженностью H при температуре T .

Три основных энергии взаимодействия необходимо учитывать в теоретической модели: энергия Зеемана «магнитный момент – внешнее магнитное поле»; энергия магнитной анизотропии (взаимодействие магнитного момента с магнитным полем анизотропии внутри наночастицы); энергия межчастичного магнитостатического взаимодействия, которое для однородно намагниченных сферических частиц описывается строго диполь-дипольным потенциалом без каких-либо мультипольных поправок. Три параметра характеризуют величины этих энергий в сравнении с тепловой энергией $k_B T$: параметр Ланжевена $\alpha = \mu_0 m H / k_B T$, параметр магнитной анизотропии $\sigma = K v_m / k_B T$, параметр диполь-дипольного взаимодействия $\lambda = \mu_0 m^2 / 4\pi d^3 k_B T$; здесь μ_0 есть магнитная проницаемость вакуума. Начальная статическая восприимчивость Ланжевена есть $\chi_L = \mu_0 \rho m^2 / 3 k_B T$; восприимчивость χ_L используется для оценки интенсивности межчастичного диполь-дипольного взаимодействия магнитных моментов феррочастиц, учитываемых с помощью метода «модифицированной теории среднего поля 1-го порядка» [2, 3].

Основная идея модифицированной теории среднего поля заключается в том, что на каждую феррочастицу действует внешнее поле H и суммарное магнитное поле H_d , созданное всеми остальными феррочастицами в образце. Поле H_d может быть рассчитано с помощью методов статистической механики [3] в виде ряда по степеням концентрации феррочастиц $H_d = \sum_{k=1} \rho^k B_k$. В первом порядке теории возмущений суммарное эффективное поле, действующее на каждую феррочастицу, представляется в виде [2, 3]:

$$H_e = H + H_d = H + \frac{1}{3} M_0(H) + O(\rho^2), \quad (1)$$

где $M_0(H) \propto \rho$ есть намагниченность аналогичной системы частиц без учета межчастичного взаимодействия.

Таким образом, в рамках МТСП 1-го порядка магнитостатические характеристики ансамбля суперпарамагнитных наночастиц описываются простыми формулами, имеющими общий вид:

$$M(H) = M_0(H_e), \quad H_e = H + \frac{1}{3} M_0(H), \quad \chi = \chi_0 \left(1 + \frac{1}{3} \chi_0\right). \quad (2)$$

В качестве простого примера приведем соответствующие выражения для монодисперсной феррожидкости, намагниченность которой без учета взаимодействия не зависит от магнитной анизотропии σ описывается функцией Ланжевена:

$$M_0 \equiv M_L = \rho m (\coth \alpha - 1/\alpha) \equiv \rho m L(\alpha), \quad (3)$$

а начальная восприимчивость равна восприимчивости Ланжевена χ_L . Поэтому намагниченность и начальная магнитная восприимчивость взаимодействующих феррочастиц определяются выражениями:

$$M(H) = M_L[\alpha + \chi_L L(\alpha)], \quad \chi = \chi_L \left(1 + \frac{1}{3} \chi_L\right). \quad (4)$$

Эти формулы весьма точно описывают магнитостатические свойства феррожидкостей с умеренной интенсивностью магнито-дипольного взаимодействия ($\lambda \sim 1$) вплоть до предельно достижимых концентраций [2,3]. Следует отметить важное преимущество МТСП: выражения для магнитных характеристик представляются через магнитные характеристики невзаимодействующих наночастиц, для которых все фракции вносят свой вклад независимо друг от друга, поэтому для полидисперсных ансамблей следует просто производить усреднение правых частей формул (2) по гранулометрическому распределению частиц по размерам.

Подход МТСП успешно применен к описанию магнитостатических

свойств феррожидкостей, в которых формируются цепочечные агрегаты [4]. Здесь оказалось, что суперпарамагнитные степени свободы не оказывают влияния на интенсивность агрегирования в условиях динамического равновесия. Поэтому применимы выражения, полученные для магнитных характеристик в модели гибких цепочек [5].

Применение МТСП к описанию частотных спектров динамической начальной восприимчивости феррожидкостей также оказалось весьма успешным [6-8]. Выявлен важный физический эффект: межчастичное взаимодействие приводит к замедлению коллективного отклика ансамбля взаимодействующих феррочастиц и сдвигу максимума мнимой части восприимчивости в область более низких частот зондирующего магнитного поля.

Суперпарамагнитные флуктуации играют определяющую роль в магнитном отклике обездвиженных наночастиц, например, распределенных в затвердевшей матрице или захваченных клетками при введении наночастиц в биологические ткани. В этом случае магнитный отклик на слабое магнитное поле зависит от взаимной ориентации внешнего магнитного поля и осей легкого намагничивания наночастиц: при параллельной конфигурации отклик усиливается, а при перпендикулярной существенно ослабляется [9,10]. Для таких систем МТСП также оказывается весьма эффективной для прогнозирования магнитных свойств.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, проект № 23-12-00039-П.

Список литературы

1. Ryapolov P., Vasilyeva A., Kalyuzhnaya D., Churaev A., Sokolov E., Shel'deshova E. Magnetic fluids: the interaction between the microstructure, macroscopic properties, and dynamics under different combinations of external influences // *Nanomaterials*, 2024, Vol. 14, Iss. 2, Art. num. 222.
2. Ivanov A.O., Kuznetsova O.B. Applying the modified mean-field model to superparamagnetic nanoparticles // *Journal of Chemical Physics*, 2026, Vol. 164, Iss. 2, Art. num. 021001
3. Ivanov A.O., Kuznetsova O.B. Magnetic properties of dense ferrofluids: an influence of interparticle correlations // *Physical Review E*, 2001, Vol. 64, Iss. 4, Art. num. 041405.
4. Ivanov A.O., Solovyova A.Yu., Elfimova E.A. Chain formation in superparamagnetic nanosuspension // *Journal of Molecular Physics*, 2025, Vol. 436, Art. num. 128244.
5. Mendeleev V.S., Ivanov A.O. Ferrofluid aggregation in chains under the influence of a magnetic field // *Physical Review E*, 2004, Vol. 70, Iss. 5, Art. num. 051502.

6. Ivanov A.O., Zverev V.S., Kantorovich S.S. Revealing the signature of dipolar interactions in dynamic spectra of polydisperse magnetic nanoparticles // *Soft Matter*, 2016, Vol. 12, Iss. 15, P. 3507-3513.

7. Batrudinov T.M., Nehoroshkova Yu.E., Paramonov E.I., Zverev V.S., Elfimova E.A., Ivanov A.O., Camp P.J. Dynamic magnetic response of a ferrofluid in a static uniform magnetic field // *Physical Review E*, 2018, Vol. 98, Iss. 5, Art. num. 052602.

8. Ivanov A.O., Camp P.J. Theory of the dynamic magnetic susceptibility of ferrofluids // *Physical Review E*, 2018, Vol. 98, Iss. 5, Art. num. 050602(R).

9. Elfimova E.A., Ivanov A.O., Camp P.J. Static magnetization of immobilized, weakly interacting, superparamagnetic nanoparticles // *Nanoscale*, 2019, Vol. 11, Iss. 45, P. 21834–21846.

10. Ivanov A.O., Solovyova A.Yu., Elfimova E.A. The effect of magnetic field on the orientational ordering of easy magnetization axes in superparamagnetic nanoparticles // *Journal of Molecular Physics*, 2024, Vol. 400, Art. num. 124493.

УМАГНИТНЫЙ ОТКЛИК ЭЛЛИПСОИДАЛЬНЫХ КЛАСТЕРОВ ОДНОДОМЕННЫХ ЧАСТИЦ В КВАЗИРАВНОВЕСНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

В.С. Зверев

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Уральский федеральный университет
имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»,
Россия, 620000, г. Екатеринбург, ул. Ленина, д. 51,
e-mail: vladimir.zverev@urfu.ru

Аннотация. В настоящей работе представлено теоретическое описание релаксационных процессов в многоядерных магнитных наночастицах с учетом сильного межчастичного диполь-дипольного взаимодействия. На основе стохастических уравнений Ланжевена и уравнения Фоккера–Плanka для N-частичной функции распределения выводится редуцированное одночастичное уравнение. Для замыкания иерархии уравнений используется квазиравновесное приближение на основе кластерного разложения Майера в линейном приближении по энергии взаимодействия. Получен эффективный одночастичный потенциал, включающий слагаемые среднего поля и квадратичные по координатам члены корреляционного взаимодействия. Путем проецирования уравнения Фоккера–Плanka на вектор намагниченности и тензорный параметр порядка получена замкнутая система обыкновенных дифференциальных уравнений. Проведен анализ спектра времен релаксации, демонстрирующий влияние парных термодинамических корреляций на формирование эффективной анизотропии и замедление медленной моды релаксации в исследуемых системах.

Ключевые слова: многоядерные магнитные наночастицы, магнитная релаксация, диполь-дипольное взаимодействие, уравнение Фоккера–Плanka, эффективная анизотропия, межчастичные корреляции



ЗВЕРЕВ Владимир Сергеевич окончил математико-механический факультет УрГУ им. А. М. Горького, получил квалификацию магистра по направлению «Математика. Прикладная математика». В 2013 году защитил кандидатскую диссертацию на тему «Математическое моделирование поверхностной диффузии с фронтальной химической реакцией». В настоящее время является доцентом кафедры теоретической и математической физики Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина.

Настоящее исследование посвящено изучению физических свойств дисперсных магнитных систем, перспективных для использования в биомедицинских приложениях [1]. Многоядерные наночастицы привлекают к себе внимание исследователей, благодаря их практическому применению при реализации методик локальной магнитной гипертер-

мии и диагностических процедур визуализации методами магнитно-частичной томографии [2]. С конструктивной точки зрения данные объекты можно описать как плотные конгломераты, сформированные из однодоменных магнитных наночастиц (ядер), распределенных внутри объема немагнитной матрицы [3]. Процесс формирования динамического магнитного отклика исследуемых систем протекает в условиях одновременного воздействия гидродинамического броуновского вращения макрочастицы и неелевской переориентации магнитных моментов отдельных составляющих ядер, осложненных межчастичным диполь-дипольным взаимодействием. Целью данной публикации является аналитическое описание релаксационного поведения систем на основе комбинированного подхода, сочетающего метод броуновской динамики и модель описания внутренней динамики изменения магнитного момента Шлиомиса–Степанова [4] с задействованием математического аппарата кинетических уравнений Фоккера-Планка и термодинамической теории возмущений Майера [5].

Рассмотрим модель композитной частицы на основе модели из публикации [6]. Пусть сначала макрочастица имеет сферическую форму и содержит N идентичных однодоменных магнитных ядер. Каждое ядро характеризуется единичным вектором магнитного момента $\vec{e}_i$ и единичным вектором легкой оси $\vec{n}_i$ кристаллографической анизотропии. Связанная вращательная динамика системы описывается системой стохастических дифференциальных уравнений (СДУ) Ланжевена:

$$\begin{aligned}\frac{d\vec{n}_i}{dt} &= \vec{\Omega} \times \vec{n}_i, \\ \frac{d\vec{e}_i}{dt} &= \vec{\omega}_i^{(e)} \times \vec{e}_i,\end{aligned}$$

где механическая угловая скорость вращения макрочастицы в вязкой жидкости $\vec{\Omega} = \gamma_r^{-1} \vec{T}_B$ определяется скалярным коэффициентом вращательного трения γ_r и случайным броуновским моментом сил $\vec{T}_B$. Эффективная угловая скорость магнитного момента $\vec{\omega}_i^{(e)}$ включает прецессию Ландау-Лифшица и магнитный тепловой шум $\vec{\zeta}_i$:

$$\vec{\omega}_i^{(e)} = \vec{\Omega} + \left(\frac{\mu_0}{\Gamma_e}\right) \left[\vec{\mu}_i \times \vec{h}_i^{(e)}\right] + \vec{\zeta}_i.$$

Эффективное поле $\vec{h}_i^{(e)}$ генерируется собственной магнитокристаллической анизотропией U_{ani} и диполь-дипольным взаимодействием U_{dd} со всеми остальными ядрами кластера.

Для перехода от СДУ к статистическому описанию вводится N -частичная функция распределения $W(\{\vec{n}_i, \vec{e}_i\}, t)$. Эволюция плотности вероятности описывается уравнением Фоккера-Планка, которое в терминах дифференциальных операторов бесконечно малых вращений $\hat{\mathcal{R}}_n = \vec{n} \times \nabla_n$ и $\hat{\mathcal{R}}_e = \vec{e} \times \nabla_e$ имеет вид:

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \sum_i \hat{L}_i W,$$

$$\hat{L}_i = \frac{k_B T}{\Gamma_e} \hat{\mathcal{R}}_{e_i} \cdot \left[\hat{\mathcal{R}}_{e_i} W + \frac{W}{k_B T} \hat{\mathcal{R}}_{e_i} U \right] + \frac{k_B T}{\gamma_r} (\hat{\mathcal{R}}_{n_i} + \hat{\mathcal{R}}_{e_i})^2 W.$$

Процедура редуцирования (интегрирование по координатам всех частиц, кроме одной) приводит к незамкнутой иерархии уравнений, где эволюция одночастичной функции $W_1(1)$ зависит от двухчастичной корреляционной функции $W_2(1,2)$. Для замыкания цепочки уравнений в случае умеренного диполь-дипольного взаимодействия применяется квазиравновесное приближение, основанное на кластерном разложении Джозефа Майера. Двухчастичная функция представляется в виде произведения одночастичных с поправкой на функцию Майера $f_{12} = \exp(-U_{dd}/k_B T) - 1$. В линейном приближении по энергии взаимодействия можно искать приближение в виде:

$$W(1,2,t) \approx W_1(1,t)W_1(2,t) \left(1 - \frac{U_{dd}(1,2)}{k_B T} \right).$$

Возможная интерпретация данной формы аппроксимации заключается в предположении, что парные микроскопические корреляции между магнитными моментами устанавливаются значительно быстрее, чем эволюционирует макроскопическая функция распределения, локально подстраиваясь под текущее квазиравновесие.

Подстановка аппроксимации в интеграл столкновений позволяет свести задачу многих тел к одночастичному уравнению Фоккера-Планка с эффективным потенциалом $U_{eff}(\vec{e}_1)$:

$$U_{eff} = U_{ani} + \langle U_{dd} \rangle_2 - \frac{\langle U_{dd}^2 \rangle_2 - \langle U_{dd} \rangle_2^2}{2k_B T} + O(U_{dd}^3).$$

Усреднение проводится по текущим состояниям соседей. Данный потенциал выявляет два механизма влияния межчастичного взаимодействия на динамику: слагаемое $\sim \langle U_{dd} \rangle$ пропорционально среднему магнитному моменту системы $\vec{m}$ и убывает с расстоянием как $1/r^3$. Второе

слагаемое $\sim \langle U_{dd}^2 \rangle$ квадратично по координатам вектора намагниченности выделенной частицы. Оно действует как наведенная эффективная анизотропия (σ_{corr}), убывающая с расстоянием быстро – пропорционально $1/r^6$.

Применение полученного подхода к сферическому композиту из $N \approx 100$ частиц демонстрирует ряд эффектов. Во-первых, геометрический анализ тензора диполь-дипольного взаимодействия $\mathbf{T}_{ij} \propto (3\vec{u}_{ij} \otimes \vec{u}_{ij} - \mathbf{I})/r_{ij}^3$ показывает, что для сферической формы среднее поле Вейса существенно ослаблено (или стремится к нулю в континуальном пределе), однако переход к эллипсоидальной геометрии и учет дискретности конечного числа ядер ($N \approx 100$) могут приводить к возникновению ненулевого макроскопического поля формы (среднего поля), зависящего от параметров сжатия/вытягивания эллипсоида. Это является следствием взаимной компенсации поля полости Лоренца и размагничивающего поля формы сферы. Во-вторых, корреляционная добавка $\sim 1/r^6$ не обнуляется ни при какой симметрии, так как представляет собой сумму квадратов. Быстрая сходимость ряда $\sum 1/r^6$ означает, что наведенная анизотропия определяется исключительно первой координационной сферой, или другими словами ближайшими соседями.

Проецирование одночастичного уравнения Фоккера-Планка на вектор намагниченности $\vec{m} = \langle \vec{e} \rangle$ и параметр порядка $\vec{q} = \langle \vec{n}(\vec{e} \cdot \vec{n}) \rangle - \vec{m}/3$ дает замкнутую систему обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{m}}{dt} &= -\frac{1}{\tau_0} \vec{m} + \frac{3\sigma_{eff}}{5\tau_D} \vec{q}, \\ \frac{d\vec{q}}{dt} &= \frac{2\sigma_{eff}}{15\tau_D} \vec{m} - \left(\frac{1}{\tau_0} - \frac{\sigma_{eff}}{5\tau_D} \right) \vec{q}, \end{aligned}$$

где эффективный барьер $\sigma_{eff} = \sigma_{ani} + \sigma_{corr}$. Решение характеристического уравнения демонстрирует расщепление спектра времен релаксации. В области применимости двухмоментного приближения, $\sigma_{eff} \lesssim 1$, скорости двух мод равны

$$\Lambda_{slow} = \frac{1}{\tau_0} - \frac{2\sigma_{eff}}{5\tau_D}, \quad \Lambda_{fast} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{\sigma_{eff}}{5\tau_D}.$$

Увеличение эффективного барьера за счет парных корреляций σ_{corr} приводит к замедлению наименьшей моды релаксации.

Предложенный подход показывает, что в континуальном приближении для однородного сферического мультикора среднеполевой дипольный вклад подавляется компенсацией поля полости Лоренца и размаг-

ничающего поля. В конечной дискретной системе сохраняются локальные и поверхностные флуктуации среднего поля. Второй кумулянт дипольного взаимодействия формирует локальный корреляционный тензор порядка r^{-6} , бесследовая часть которого действует как наведённая анизотропия. Благодаря быстрой сходимости соответствующих пространственных сумм основной вклад создаётся ближайшим окружением ядра. Возрастание локального эффективного барьера приводит к замедлению магнитной релаксации и указывает на возможный механизм дипольной блокировки. Количественное описание сильносвязного режима требует выхода за рамки второго порядка термодинамической теории возмущений.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант No. 25-22-00338.

Список литературы

1. Блум Э.Я., Майоров М.М., Цеберс А.О. Магнитные жидкости. Рига : Зинатне, 1989. – 386 с.
2. García-Soriano D. et al. Multicore iron oxide nanoparticles for magnetic hyperthermia and combination therapy against cancer cells // Journal of Colloid and Interface Science. – 2024. – Vol. 670. – P. 73–85.
3. Ilg P. Equilibrium magnetization and magnetization relaxation of multicore magnetic nanoparticles // Physical Review B. 2017. Vol. 95, No. 21. P. 214427.
4. Shliomis M.I., Stepanov V.I. Rotational diffusion of magnetization in suspended ferroparticles // Advances in Chemical Physics. 1994. Vol. 87. P. 1–30.
5. Elfimova E.A., Ivanov A.O., Camp P.J. Thermodynamics of ferrofluids in applied magnetic fields // Physical Review E. 2013. Vol. 88, No. 4. P. 042310.
6. Pyanzina E. et al. Dynamic Magnetic Response of Multicore Particles: The Role of Grain Magnetic Anisotropy and Intergrain Interactions // Journal of Molecular Liquids. 2025. Vol. 421. P. 126842.

ДИНАМИЧЕСКАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ТЕКСТУРИРОВАННЫХ АНСАМБЛЕЙ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ С ОДНООСНОЙ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

Д.И. Радужнов¹, В.С. Зверев, Е.А. Елфимова

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Уральский федеральный университет
имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»,
Россия, 620000, г. Екатеринбург, ул. Ленина, д. 51,
e-mail: dmitry.radushnov@urfu.ru¹

Аннотация. В работе представлены результаты компьютерного моделирования динамической магнитной восприимчивости обездвиженных ансамблей невзаимодействующих магнитных наночастиц. Показано, что совместное влияние текстурирования осей легкого намагничивания и магнитной анизотропии приводит к качественному изменению спектров динамической восприимчивости, проявляющемуся в расщеплении максимума мнимой части восприимчивости и появлении отрицательных значений действительной части восприимчивости, характерных для ферромагнитного резонанса.

Ключевые слова: переменное магнитное поле, компьютерное моделирование, динамическая восприимчивость, магнитный момент, ось легкого намагничивания



РАДУШНОВ Дмитрий Ильич окончил магистратуру Уральского федерального университета в 2024 году. В настоящее время является, лаборантом-исследователем в лаборатории математического моделирования физико-химических процессов в многофазных средах.



ЗВЕРЕВ Владимир Сергеевич окончил математико-механический факультет УрГУ им. А. М. Горького, получил квалификацию магистра по направлению «Математика. Прикладная математика». В 2013 году защитил кандидатскую диссертацию на тему «Математическое моделирование поверхностной диффузии с фронтальной химической реакцией». В настоящее время является доцентом кафедры теоретической и математической физики Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина.



ЕЛФИМОВА Екатерина Александровна окончила математико-механический факультет Уральского государственного университета им. А.М. Горького в 2000 году. В 2016 году защитила докторскую диссертацию на тему «Статистическая термодинамика и физические свойства магнитных жидкостей: роль многочастичных корреляций». В настоящее время является заведующим кафедрой теоретической и математической физики Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина.

Обездвиженные ансамбли магнитных наночастиц широко используются в качестве модели магнитоактивных композитов. Такие материалы находят применение в биомедицинских технологиях, включая магнитную гипертермию и направленную доставку лекарственных препаратов, в сенсорных устройствах, в мягкой робототехнике [1, 2]. Поэтому исследование их свойств представляет значительный практический и научный интерес.

В отличие от жидких магнитных коллоидов (феррожидкостей), где частицы обладают вращательными и поступательными степенями свободы, в композитах с жесткой матрицей наночастицы механически фиксированы. В таких условиях магнитный отклик системы определяется неслевским механизмом релаксации, при котором изменение ориентации магнитного момента происходит внутри самой наночастицы. Одним из факторов, влияющих на магнитный отклик таких систем, является пространственное распределение осей легкого намагничивания наночастиц (текстурирование). В настоящей работе рассматривается ансамбль обездвиженных магнитных наночастиц с различным текстурированием легких осей. Предполагается, что все частицы имеют одноосную магнитную анизотропию и не взаимодействуют между собой. Исследование динамических свойств этой системы проводится путем компьютерного моделирования методом молекулярной динамики в программном пакете ESPResSo [3] и включает два последовательных этапа.

На первом этапе магнитные наночастицы помещаются внутрь симуляционной ячейки. В этот период система обладает свойствами жидкости: частицы свободно совершают как трансляционное перемещение, так и пространственное вращение. Каждой частице присваивается собственный магнитный момент и направление оси легкого намагничивания. После этого на систему воздействуют постоянным магнитным полем, направленным параллельно выбранной лабораторной оси Oz . Интенсивность постоянного поля задаётся безразмерным параметром Ланжевена α^p , характеризующим отношение энергии взаимодействия магнитного момента с полем к тепловой энергии $k_B T$. Под действием поля магнитные моменты частиц, а вслед за ними и оси легкого намагничивания, переориентируются, выстраиваясь вдоль направления поля. Варьируя интенсивность постоянного поля α^p и параметр магнитной анизотропии σ , характеризующий отношение энергии магнитокристаллографической анизотропии наночастиц к тепловой энергии, можно контролируемо изменять степень выравнивания текстуры осей — от полностью хаотического до выравненного по полю состояния. После достижения термодинамического равновесия система «замораживается»,

что соответствует полимеризации матрицы. Для этого пространственные координаты наночастиц и направления их осей легкого намагничивания фиксируются, в результате чего формируется обездвиженный ансамбль магнитных наночастиц с заданной текстурой. На втором этапе на полученную текстурированную конфигурацию наночастиц воздействует переменное магнитное поле, направленное вдоль оси Oz , амплитуда которого задаётся безразмерным параметром Ланжевена α^{ac} . На этом этапе моделирования переориентация магнитных моментов происходит исключительно внутри тела частицы по неелевскому механизму.

На рис. 1 показаны распределения осей легкого намагничивания трех ансамблей магнитных наночастиц с параметрами магнитной анизотропии $\sigma = 1.0$ (образец 1), $\sigma = 5.0$ (образец 2) и $\sigma = 10.0$ (образец 3). Во всех случаях текстура формировалась в постоянном магнитном поле с параметром Ланжевена $\alpha^p = 5.0$. Различная степень текстурирования в этих ансамблях связана с тем, что при большом значении $\sigma = 5, 10$ магнитный момент отклоняется от оси легкого намагничивания незначительно. В этом случае поворот магнитного момента под действием постоянного поля сопровождается поворотом оси легкого намагничивания, что приводит к формированию выраженной текстуры в образцах 2 и 3, рис. 1(б, в). В образце 1 отклонение магнитного момента от оси легкого намагничивания требует меньших энергетических затрат, поэтому ориентационный порядок легких осей оказывается значительно слабее, рис. 1(а).

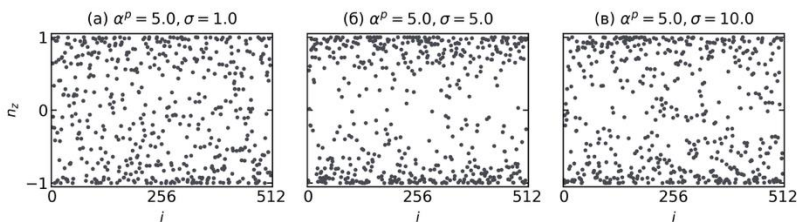


Рис. 1. Распределение z компоненты осей легкого намагничивания в зависимости от номера частицы i . Значение поля полимеризации $\alpha^p = 5.0$, параметр магнитной анизотропии: (а) $\sigma = 1.0$ образец 1, (б) $\sigma = 5.0$ образец 2, (в) $\sigma = 10.0$ образец 3

Различия в магнитной анизотропии наночастиц и степени текстурирования образцов отражаются в спектрах динамической восприимчивости, представленных на рисунке 2. Расчёт динамического отклика проводился в переменном магнитном поле с параметром Ланжевена $\alpha^{ac} = 5.0$. Треугольными символами показаны результаты для образца 1 с $\sigma = 1.0$, круглыми – для образца 2 с $\sigma = 5.0$, квадратными – для

образца 3 с $\sigma = 10.0$. Динамическая восприимчивость образца 1 демонстрирует типичное дебаевское поведение. Действительная часть $\text{Re}(\chi)$ (круглые символы на рис. 2(а)) имеет плато в области $\omega\tau_0 < 1$, где ω – частота переменного магнитного поля, а τ_0 – характерное время прецессии магнитного момента. Мнимая часть $\text{Im}(\chi)$ (круглые символы на рис. 2(б)) содержит единственный максимум, положение которого определяет характерное время релаксации магнитного момента наночастиц. Расположение максимума $\text{Im}(\chi)$ в области $\omega\tau_0 > 1$ свидетельствует об ускорении релаксационных процессов в образце 1 по сравнению с характерным прецессионным временем в ансамблях обездвиженных магнитных наночастиц со случайной ориентацией осей легкого намагничивания.

Увеличение параметра магнитной анизотропии и формирование умеренно-выраженной текстуры (образец 2) приводят к тому, что в высокочастотном диапазоне ($20 < \omega\tau_0 < 100$) действительная часть принимает отрицательные значения с минимумом около -0.025 , что указывает на появление ферромагнитного резонанса. В мнимой части восприимчивости наблюдается зарождение двухпиковой структуры: низкочастотный максимум, положение которого определяет характерное время перемагничивания магнитного момента вдоль оси легкого намагничивания, отчетливо проявляется при $\omega\tau_0 \approx 0.7$, тогда как при $\omega\tau_0 \approx 20$ начинает формироваться второй максимум, соответствующий прецессионной релаксации магнитного момента (треугольные символы на рис. 2 (б)). Дальнейшее увеличение магнитной анизотропии и формирование выраженной ориентационной текстуры (образец 3) приводят к появлению плато в действительной части восприимчивости в диапазоне $0.1 < \omega\tau_0 < 30$ (квадратные символы на рис. 2(а)), при этом в высокочастотной области $40 < \omega\tau_0 < 100$ также наблюдается ферромагнитный резонанс. В мнимой части восприимчивости низкочастотный максимум существенно смещается в область низких частот ($\omega\tau_0 \approx 0.04$), что свидетельствует о замедлении перемагничивания магнитного момента вдоль оси легкого намагничивания вследствие увеличения энергетического барьера ($\sigma = 10.0$). Одновременно высокочастотный максимум, связанный с прецессионной релаксацией магнитного момента к оси легкого намагничивания, смещается в область более высоких частот ($\omega\tau_0 \approx 50$), что указывает на ускорение данного релаксационного процесса.

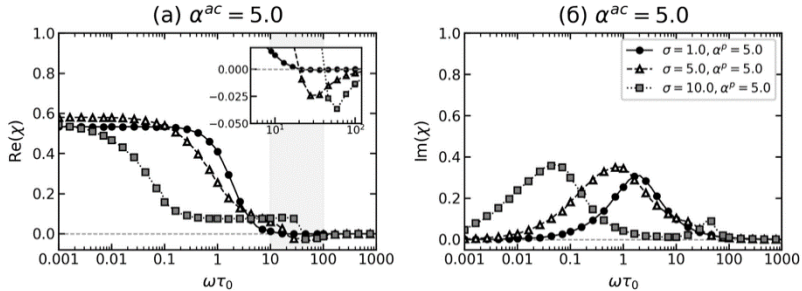


Рис. 2. Зависимость действительной $\text{Re}(\chi)$ (а) и мнимой $\text{Im}(\chi)$ (б) частей динамической магнитной восприимчивости ансамбля обездвиженных наночастиц от частоты переменного поля $\omega\tau_0$, где τ_0 – время прецессии магнитного момента. Расчёты выполнены для амплитуды переменного поля $\alpha^{ac} = 50$. Круглые символы соответствуют системе с $\sigma = 1.0, \alpha^p = 5.0$, треугольные символы показывают восприимчивость системы с $\sigma = 5.0, \alpha^p = 5.0$, квадратные символы соответствуют системе с $\sigma = 10.0, \alpha^p = 5.0$.

Таким образом, в работе методом компьютерного моделирования исследовано влияние текстурирования осей легкого намагничивания и магнитной анизотропии на динамическую магнитную восприимчивость обездвиженных ансамблей магнитных наночастиц. Установлено, что совместное действие этих факторов приводит к качественной перестройке спектров динамической магнитной восприимчивости, сопровождающейся расщеплением максимума мнимой части и появлением отрицательных значений действительной части, характерных для ферромагнитного резонанса. Полученные результаты показывают, что динамический магнитный отклик магнитоактивных композитов может эффективно регулироваться как за счет формирования заданной текстуры осей легкого намагничивания, так и путем выбора материала и размера магнитных наночастиц, определяющих величину их магнитной анизотропии.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант №. 23-12-00039-П, <https://rscf.ru/project/23-12-00039-П/>

Список литературы

1. Guerra J., Malchikov A., Jatsun S., Ryapolov P., Martinez-Leon A.S. Low-Load endoluminal navigation with a magnetically actuated medical soft microrobot // *Frontiers in Medical Technology*. – 2026. – Vol. 8. – P. 1717944.
2. Merkulov D.I., Pelevina D.A., Turkov V.A., Vinogradova A.S., Naletova V.A. Mobile robots with magnetizable materials in alternating uniform inclined magnetic fields // *Acta Astronautica*. – 2021. – Vol. 181. – P. 579–584.
3. ESPResSo 4.0 – an extensible software package for simulating soft matter systems / F. Weik, R. Weeber, K. Szuttor [et al.] // *The European Physical Journal Special Topics*. – 2019. – Vol. 227. – P. 1789–1816.

ВЛИЯНИЕ МЕЖЧАСТИЧНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ НА ПРОЦЕСС РЕЛАКСАЦИИ НАМАГНИЧЕННОСТИ АНСАМБЛЯ ОБЕЗДВИЖЕННЫХ АНИЗОТРОПНЫХ СУПЕРПАРАМАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ

И.М. Субботин

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Уральский федеральный университет
имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»,
Россия, 620002, г. Екатеринбург, ул. Мира, д. 19
e-mail: Igor.Subbotin@urfu.ru

Аннотация. Работа посвящена исследованию влияния межчастичных магнитных взаимодействий на процесс релаксации намагниченности феррокомпозита с упорядоченными вдоль одного направления лёгкими осями частиц магнитной фракции. Теоретическое изучение построено на базе численного решения уравнения Фоккера-Планка-Брауна с учетом межчастичного взаимодействия посредством модифицированного подхода Вейса. Результаты демонстрируют замедление процесса размагничивания изначально намагниченного ансамбля анизотропных суперпарамагнитных наночастиц как с ростом параметра анизотропии, так и с ростом интенсивности межчастичных взаимодействий.

Ключевые слова: магнитные свойства, релаксация намагниченности, феррокомпозиты, магнитное диполь-дипольное взаимодействие, анизотропия.



СУББОТИН Игорь Михайлович. Окончил Математико-механический факультет УрГУ в 2012 году. В настоящее время является младшим научным сотрудником лаборатории математического моделирования физико-химических процессов в многофазных средах Института естественных наук и математики УрФУ.

Феррокомпозиты класс «smart» материалов, представляющих собой ансамбли магнитных микро- или наночастиц, внедренных в немагнитную среду, важнейшим свойством которых является значительное изменение собственной намагниченности под действием внешних магнитных полей [1].

Данная работа посвящена изучению и моделированию динамики релаксации намагниченности изначально намагниченного феррокомпозита, представимого в приближении ансамбля обездвиженных анизотропных суперпарамагнитных частиц с учетом того, что создаваемое самими частицами магнитное поле оказывает влияние на коллективное поведение их магнитных моментов. Все частицы полагаются одинаковыми однородно намагниченными сферами диаметра d , обладающими

магнитным моментом m и осью легкого намагничивания с параметром анизотропии σ . Композит предполагается структурированным, т.е. оси магнитной анизотропии частиц со направлены и их направление совпадает с направлением начальной намагниченности образца. В отсутствии трансляционных и вращательных степеней свободы у магнитных частиц изменение намагниченности обусловлено только Неелевским механизмом вращения вектора магнитного момента внутри самой частицы. Для одиночной частицы характерным временем такого вращения является время прецессии магнитного момента τ_0 . В начальный момент времени образец считается намагниченным под действием бесконечно большего внешнего однородного поля, ориентированного вдоль направления осей легкого намагничивания частиц магнитной фазы. При снятии внешнего поля начинается процесс релаксации намагниченности, связанный с хаотизацией направления изначально упорядоченных магнитных моментов. Кинетика процесса размагничивания может быть теоретически описана на базе уравнения Фоккера-Планка-Брауна [2] для ориентационной функции распределения $W(t, \theta)$, определяющей плотность вероятности того, что магнитный момент случайно выбранной феррочастицы направлен под углом θ к направлению магнитного поля:

$$2\tau_0 \frac{\partial W(t, \theta)}{\partial t} = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left\{ \sin \theta \left[2\sigma \sin \theta \cos \theta W(t, \theta) + \alpha_{eff}(t) W(t, \theta) \sin \theta + \frac{\partial W(t, \theta)}{\partial \theta} \right] \right\}. \quad (1)$$

Здесь эффективный параметр Ланжевена $\alpha_{eff}(t) = \chi_L M(t)$ определяет величину магнитной межчастичного взаимодействия в рамках подхода среднего поля Вейса [3], χ_L есть восприимчивость Ланжевена, а $M(t)$ намагниченность системы в текущий момент времени. Функция распределения нормирована на единицу и определяет также намагниченность M ансамбля:

$$\frac{1}{2} \int_0^\pi W(t, \theta) \sin \theta d\theta = 1$$

$$M(t) = \frac{\rho m}{2} \int_0^\pi W(t, \theta) \cos \theta \sin \theta d\theta. \quad (2)$$

Аналитическое решение задачи (1) традиционно ищется с помощью разложения функции W в ряд по ортогональным полиномам Лежандра $P_k(z)$:

$$W(t, \theta) = \sum_{k=0}^{\infty} B_k(t) P_k(\cos \theta), \quad (3)$$

где $B_k(t)$ есть амплитуды гармоник, зависящие от времени. Намагниченность феррожидкости определяется первой амплитудой,

$M/\rho t = B_1/3$. Подстановка разложения (3) в уравнение (1) и использование комбинаторных свойств полиномов Лежандра приводит к бесконечной системе обыкновенных дифференциальных уравнения для амплитуд ($k \geq 1$):

$$\begin{aligned} \frac{2\tau_0}{k(k+1)} \frac{dB_k}{dt} + \left[1 - \frac{2\sigma}{(2k-1)(2k+3)} \right] B_k = \\ \frac{2\sigma(k-1)}{(2k-3)(2k-1)} B_{k-2} - \frac{2\sigma(k+2)}{(2k+3)(2k+5)} B_{k+2} + \\ + \frac{\chi_L}{3} B_1 \left[\frac{1}{(2k-1)} B_{k-1} - \frac{1}{(2k+3)} B_{k+1} \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Начальные условия для этой дифференциальной системы исходят из начального намагниченного состояния феррокомпозита, т.е. $B_0(t) \equiv 1$, $B_k(0) = 2k + 1$ ($k \geq 1$). Для исключения известной проблемы в применении подхода среднего поля Вейса, связанной с предсказанием установления дальнего порядка на больших временах процесса при значениях $\chi_L \geq 3$, первое уравнение системы (4) представляется в модифицированном виде:

$$\tau_0 \frac{dB_1}{dt} + \frac{2\sigma}{5} \left(B_1 - \frac{3}{7} B_3 \right) = -B_1 \left(1 + \frac{\chi_L}{3} - \frac{\chi_L}{15} B_2 \right)^{-1}. \quad (5)$$

Для получения приближенного решения, численно методом обратного дифференцирования решается, усеченная до конечного числа K , система (4) (5). Число уравнений выбирается из условия близости в пределах 0.1% кривых размагничивания, полученных для системы из $K-1$ и K уравнений. Следует отметить, что при $\chi_L = 0$, рассматриваемая систем полностью совпадает с моделью, построенной в предположении отсутствия межчастичного взаимодействия. На рис. 1 приведены кривые релаксации намагниченности монодисперсного ансамбля суперпарамагнитных частиц полученные из численного решения системы (4)-(5) для параметра анизотропии $\sigma = 0, 1, 2$ и восприимчивости Ланжевена $\chi_L = 0$ и $\chi_L = 1$.

Из рис. 1 видно, что характерное время протекания процесса релаксации намагниченности увеличивается как с ростом параметра анизотропии, так и с ростом интенсивности межчастичных взаимодействий. Кроме того, видно, что процесс носит экспоненциальный характер, а начальный угол наклона кривых совпадает.

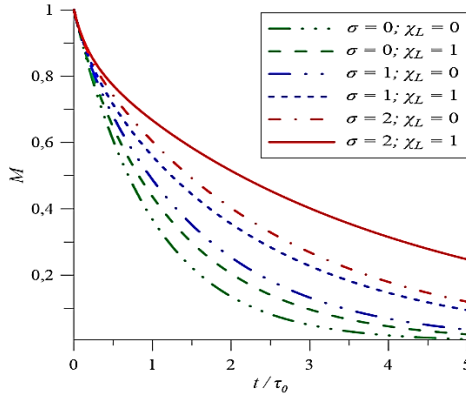


Рис. 1. Численно рассчитанные из системы (4)-(5) кривые релаксации намагниченности для различных значений параметра анизотропии σ и различных значений восприимчивости Ланжевена χ_L .

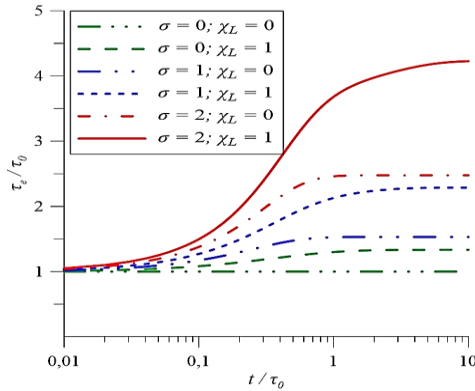


Рис. 2. Характерное время процесса релаксации намагниченности рассчитанное для различных значений параметра анизотропии σ и различных значений восприимчивости Ланжевена χ_L .

Для оценки характерных времен процесса изменение намагниченности в безразмерном виде (нормированное на намагниченность насыщения M_∞) со временем может быть представлено в экспоненциальной форме:

$$M(t) = \left(e^{-t/\tau_e(t)} \right) \quad (6)$$

В таком представлении динамический параметр $\tau_e(t)$ отражает характерное время протекания процесса и может быть получен из рассчитанной кривой размагничивания поточечно, исходя из формулы:

$$\tau_e(t) = \left(\frac{d \ln(M(t))}{dt} \right)^{-1}. \quad (7)$$

На рис. 2 приведены кривые, описывающие изменение характерного времени процесса релаксации намагниченности вычисленные по формуле (7) для кривых размагничивания приведенных на рис. 1.

Из рис. 2 видно, что характерное время релаксации нелинейно в процессе размагничивания и характерные времена в начале и в конце процесса различаются даже для системы невзаимодействующих частиц. Учет же межчастичных взаимодействий в системе делает смену «режимов» релаксации более выраженной.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект “Уральский математический центр” (соглашение 075-02-2026-1315 от 20 февраля 2026 года).

Список литературы

1. Elfimova E.A., Ambarov A.V., Zverev V.S. Phys. Rev. E, vol. 112 (2025), 065421
2. Coffey W.T., Cregg P.J., Kalmykov Y.P.. Advances in Chemical Physics, vol. 83 (1993), p. 263.
3. Ivanov A.O., Camp P.J. Phys. Rev. E, vol. 98 (2018), no. 5, 050602(R)

ВТОРАЯ ГАРМОНИКА ДИНАМИЧЕСКОГО ОТКЛИКА АНСАМБЛЯ ПОДВИЖНЫХ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ В ПОСТОЯННОМ И ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ: ВЛИЯНИЕ ДИПОЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

М.С. Русанов¹, Е.А. Елфимова

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Уральский федеральный университет
имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»,
Россия, 620000, г. Екатеринбург, ул. Ленина, д. 51,
e-mail: mikhail.rusanov@urfu.ru¹

Аннотация. Рассматривается система подвижных взаимодействующих наночастиц, находящихся в параллельно ориентированных переменном и постоянном магнитных полях. Цель данной работы – проанализировать влияние межчастичных взаимодействий на вторую гармонику динамического отклика с помощью аналитического решения Фоккера-Планка при малой амплитуде переменного магнитного поля.

Ключевые слова: магнитные наночастицы, динамическая восприимчивость, постоянное и переменное магнитные поля, диполь-дипольные взаимодействия, уравнение Фоккера-Планка, вторая гармоника, аналитическое решение.



РУСАНОВ Михаил Сергеевич. Младший научный сотрудник лаборатории математического моделирования физико-химических процессов в многофазных средах Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина (УрФУ).



ЕЛФИМОВА Екатерина Александровна. Доктор физико-математических наук, заведующий кафедрой теоретической и математической физики, главный научный сотрудник лаборатории математического моделирования физико-химических процессов в многофазных средах УрФУ.

Рассматривается монодисперсный ансамбль N магнитных наночастиц, распределенных в жидкости-носителе. Концентрация наночастиц задается соотношением $\rho = N/V$, где V – объем системы. Наночастицы имеют сферическую форму с гидродинамическим диаметром d . Среда, в которой находятся наночастицы, имеет вязкость η , а также тепловое движение имеет энергию $k_B T$, где k_B – постоянная Больцмана и T – абсолютная температура. В модели учитывается только броуновский механизм ориентации магнитного момента с характерным временем

$\tau_B = \eta v / (k_B T)$, где $v = \pi d^3 / 6$ – объем наночастицы. Наночастицы располагаются в бесконечно вытянутом цилиндре, ориентированном вдоль оси Oz . В таком случае внешнее магнитное поле совпадает с полем внутри образца. Для случайно выбранной наночастицы ансамбля ориентация магнитного момента задается вектором $\mathbf{m}$ где $m = |\mathbf{m}|$ – величина магнитного момента.

К образцу прикладывается постоянное магнитное поле, напряженности H_{DC} , и сонаправленное переменное магнитное поле с амплитудой H_{AC} . Суммарное магнитное поле $\mathbf{H}(t)$ имеет вид:

$$\mathbf{H}(t) = (H_{DC} + H_{AC} \cos(\omega t)) \hat{\mathbf{H}},$$

где t – время, ω – частота, а $\hat{\mathbf{H}} = (0, 0, 1)$ – единичный вектор.

В силу осевой симметрии распределение магнитных моментов в ансамбле зависит от времени t и косинуса угла θ между вектором магнитного момента $\mathbf{m}$ и направлением магнитного поля $\mathbf{H}(t)$. Для случайно выбранной наночастицы ориентация магнитного момента описывается плотностью распределения W , которая является решением уравнения Фоккера-Планка, записанного относительно $x = \cos \theta$:

$$2\tau_B \frac{\partial W}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[(1 - x^2) \left(\frac{\partial W}{\partial x} + W \frac{\partial U}{\partial x} \right) \right], \quad (1)$$

$$\frac{1}{2} \int_{-1}^1 W dx = 1.$$

Потенциальная энергия системы U в единицах тепловой энергии $k_B T$ имеет вид:

$$U = -(\xi + \alpha \cos(\omega t) + \Psi)x, \quad (2)$$

где μ_0 – магнитная постоянная, а ξ и α – параметры Ланжевена для постоянного и переменного магнитных полей соответственно:

$$\xi = \frac{\mu_0 m H_{DC}}{k_B T}, \quad \alpha = \frac{\mu_0 m H_{AC}}{k_B T}.$$

Влияние диполь-дипольных взаимодействий рассматривается в приближении модифицированной теории среднего поля первого порядка [1]. В этом случае межчастичные взаимодействия заменяются усредненным магнитным полем Ψ , действующим на случайно выбранную частицу. Величина Ψ может быть найдена из решения уравнения Фоккера-Планка (1) для системы невзаимодействующих частиц W^{id} , а интенсивность дипольного взаимодействия задается через восприимчивость Ланжевена χ_L :

$$\Psi = \chi_L \int_{-1}^1 x W^{id} dx, \quad (3)$$

$$\chi_L = \frac{\mu_0 \rho m^2}{3k_B T}.$$

Намагниченность системы $M(t)$ может быть разложена в ряд Фурье:

$$M(t) = M_0 + \sum_{k=1}^{\infty} M'_k \cos(k\omega t) + M''_k \sin(k\omega t).$$

Коэффициенты ряда M'_k и M''_k зависят от частоты и амплитуды переменного поля, а также от напряженности постоянного поля, и определяют - гармоник динамической магнитной восприимчивости $\chi_k = \chi'_k + i\chi''_k$:

$$\chi'_k = \frac{M'_k}{H_{AC}^k}, \quad \chi''_k = \frac{M''_k}{H_{AC}^k}.$$

В постоянном магнитном поле намагниченность системы приобретает несколько особенностей. Во-первых, в разложении присутствует статическая составляющая M_0 . В системе без взаимодействий она описывается функцией Ланжевена:

$$M_0 = \rho m L(\alpha), \quad L(\alpha) = \coth(\alpha) - \frac{1}{\alpha}.$$

Вторая особенность – это появление четных гармоник, зависящих от ξ . Гармоники можно выразить как коэффициенты ряда Фурье:

$$\chi'_k = \frac{\omega}{\pi H^k} \int_0^T M(t) \cos(k\omega t) dt, \quad \chi''_k = \frac{\omega}{\pi H^k} \int_0^T M(t) \sin(k\omega t) dt, \quad (4)$$

где интеграл берется по периоду переменного магнитного поля $T = 2\pi/\omega$.

В данной работе рассматривается вторая гармоника ($k = 2$) динамической восприимчивости. Как видно из (4) для расчета гармоник необходимо знать намагниченность системы $M(t)$. В свою очередь намагниченность может быть выражена через функцию распределения W следующим образом:

$$M(t) = \frac{\rho m}{2} \int_{-1}^1 x W dx.$$

Для определения W с учетом диполь-дипольных взаимодействий выполняется аналитическое решение уравнения Фоккера-Планка (1) для малой амплитуды переменного магнитного поля ($\alpha \ll 1$). Решение строится из двух этапов. Первый – это определение решения для W^{id}

для невзаимодействующих частиц ($\Psi = 0$), которое в дальнейшем используется для получения аналитического вида для среднего магнитного поля Ψ (3). При $\alpha \ll 1$ функцию распределения можно искать в виде ряда по собственным функциям P_l (полиномы Лежандра) с коэффициентами T_l , зависящими от времени:

$$W^{id} = W_0(\xi) + \sum_{l=1}^{\infty} T_l P_l, \quad T_l = \sum_{k=-\infty}^{k=\infty} c_{l,k}^{id} e^{ik\omega t}, \quad W_0(\xi) = \frac{\xi e^{\xi x}}{\sinh(\xi)}.$$

Данное разложение подставляется в уравнение Фоккера-Планка (1) с потенциальной энергией (2), в которой полагается $\Psi = 0$. В результате задача сводится к системе линейных уравнений относительно $c_{l,k}^{id}$. Однако получившаяся система имеет бесконечное количество уравнений. Конечный вид выражения для второй гармоники и ее область применимости зависит от количества членов рядов l и k . Для ее решения мы полагаем $c_{l,k}^{id} = 0$ при $l > 2$ и $|k| > 2$.

Второй этап заключается в определении функции распределения W для системы с учетом диполь-дипольных взаимодействий. В этом случае используется потенциальная энергия (2) с найденным по формуле (3) Ψ . Решение для W ищется в виде аналогичного разложения, но коэффициенты $c_{l,k}^{int}$ другие:

$$W = W_0(\tilde{\xi}) + \sum_{l=1}^{\infty} T_l P_l, \quad T_l = \sum_{k=-\infty}^{k=\infty} c_{l,k}^{int} e^{ik\omega t}, \quad W_0(\tilde{\xi}) = \frac{\tilde{\xi} e^{\tilde{\xi} x}}{\sinh(\tilde{\xi})},$$

где $\tilde{\xi} = \xi + \chi_L L(\xi)$. Как и в невзаимодействующем случае для получения замкнутой системы полагается $c_{l,k}^{int} = 0$ при $l > 2$ и $|k| > 2$.

Таким образом, решение системы уравнений для взаимодействующих частиц позволяет получить аналитическое выражение для второй гармоники динамической восприимчивости:

$$\begin{aligned} \chi_2/\chi^{(2)} &= \left(1 + \frac{\chi_L \chi_D}{3}\right)^2 \times \\ &\times \frac{f_2(\tilde{\xi}) \left((1 + i\omega\tau_B) \left(1 + \frac{2}{3}i\omega\tau_B\right) - \frac{\tilde{\xi}^2}{15} \right) + 2\tilde{\xi}f_1(\tilde{\xi}) \left(1 + \frac{1}{2}i\omega\tau_B\right)}{3 \left[(1 + 2i\omega\tau_B) \left(1 + \frac{2}{3}i\omega\tau_B\right) + \frac{\tilde{\xi}^2}{15} \right] \left[(1 + i\omega\tau_B) \left(1 + \frac{1}{3}i\omega\tau_B\right) + \frac{\tilde{\xi}^2}{15} \right]} + (5) \\ &+ \frac{\chi_L \chi_2^{id}}{3} \frac{f_1(\tilde{\xi}) \left(1 + \frac{2}{3}i\omega\tau_B\right) - \frac{\tilde{\xi}}{15} f_2(\tilde{\xi})}{(1 + 2i\omega\tau_B) \left(1 + \frac{2}{3}i\omega\tau_B\right) + \frac{\tilde{\xi}^2}{15}}, \end{aligned}$$

где

$$\chi^{(2)} = -\frac{\mu_0^2 m^3 \rho}{30(k_B T)^2},$$

$$\chi_D = \frac{f_1(\xi) \left(1 + \frac{1}{3} i \omega \tau_B\right) - \frac{\xi}{15} f_2(\xi)}{(1 + i \omega \tau_B) \left(1 + \frac{1}{3} i \omega \tau_B\right) + \frac{\xi^2}{15}},$$

$$\chi_2^{id} = \frac{f_2(\xi) \left((1 + i \omega \tau_B) \left(1 + \frac{2}{3} i \omega \tau_B\right) - \frac{\xi^2}{15} \right) + 2\xi f_1(\xi) \left(1 + \frac{1}{2} i \omega \tau_B\right)}{3 \left[(1 + 2i \omega \tau_B) \left(1 + \frac{2}{3} i \omega \tau_B\right) + \frac{\xi^2}{15} \right] \left[(1 + i \omega \tau_B) \left(1 + \frac{1}{3} i \omega \tau_B\right) + \frac{\xi^2}{15} \right]}.$$

Функции f_1 и f_2 определяются через функцию Ланжевена:

$$f_1(\xi) = 3 \frac{L(\xi)}{\xi}, \quad f_2(\xi) = 15 \frac{L_3(\xi)}{\xi}, \quad L_3(\xi) = 1 - \frac{3L(\xi)}{\xi}.$$

Из полученного аналитического выражения (5) видно, что вторая гармоника имеет зависимость от восприимчивости Ланжевена порядка $\sim \chi_L^2$. Это указывает на высокую чувствительность второй гармоники к межчастичным взаимодействиям.

На рисунке представлены характерные графики действительной и мнимой частей второй гармоники в зависимости от $\omega \tau_B$ в логарифмическом масштабе при значении постоянного магнитного поля $\xi = 0.1$. Пунктирные линии соответствуют формуле для невзаимодействующих частиц, полученной в работе [2]. Сплошные линии построены по формуле (5), учитывающей диполь-дипольные взаимодействия, для значений восприимчивости Ланжевена $\chi_L = 0.5$ (синие кривые) и $\chi_L = 1$ (зеленые кривые).

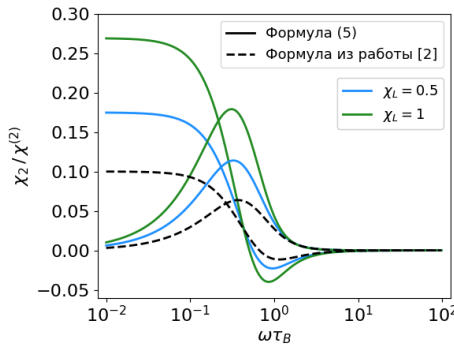


Рисунок.. Влияние диполь-дипольных взаимодействий на вторую гармонику. Сплошные линии – формула (5). Пунктирные линии – формула из работы [2] для невзаимодействующих частиц. Цвета соответствуют значениям восприимчивости Ланжевена: $\chi_L = 0.5$ (синий), $\chi_L = 1$ (зеленый).

Из графиков видно, что диполь-дипольные взаимодействия приводят к заметному увеличению как действительной, так и мнимой частей второй гармоники. Заметно, что межчастичные взаимодействия влияют на область малых частот ($\omega\tau_B \rightarrow 0$), а также сдвигают максимум мнимой части в сторону меньших значений $\omega\tau_B$.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 23-12-00039-П, <https://rscf.ru/project/23-12-00039-П/>

Список литературы

1. Ivanov A.O., Zverev V.S., Kantorovich S.S. Revealing the signature of dipolar interactions in dynamic spectra of polydisperse magnetic nanoparticles – *Soft Matter*, 2016, V. 12, N. 15, P. 3507–3513.
2. Coffey W.T., Kalmykov Y.P., Wei N. Nonlinear normal and anomalous response of non-interacting electric and magnetic dipoles subjected to strong AC and DC bias fields – *Nonlinear Dynamics*, 2015, V. 80, N. 4, P. 1861–1867.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АГЛОМЕРАЦИИ ЧАСТИЦ В АППАРАТАХ КИПАЩЕГО СЛОЯ

А.Н. Беляков¹, Р.А. Соломин

Федеральное государственное образовательное учреждение
высшего образования «Ивановский государственный энергетический
университет имени В.И. Ленина»
Россия, 153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34,
e-mail: ab_pm@mail.ru¹

Аннотация. Предложена стратегия моделирования агломерации частиц в аппаратах кипящего слоя, основанная на использовании уравнения Смолуховского для описания кинетики образования гранул вследствие столкновений и слипания частиц и дискретных аналогов уравнения Больцмана для определения локальных концентраций и скоростей частиц во взвешенном слое.

Ключевые слова: агломерация, гранулометрический состав, кипящий слой, уравнение Больцмана.



БЕЛЯКОВ Антон Николаевич, заведующий кафедрой прикладной математики ИГЭУ, д.т.н., доцент, член диссертационного совета по защите кандидатских и докторских диссертаций, автор более 100 публикаций различного уровня по проблемам совмещенных процессов в гетерогенных средах.



СОЛОМИН Руслан Артурович, аспирант кафедры прикладной математики ИГЭУ. Область интересов – теплообмен в аппаратах кипящего слоя.

Гранулированные материалы находят широкое применение в химической, фармацевтической, пищевой, металлургической и агрохимической промышленности. Технология гранулирования позволяет получать продукты с заданными физико-механическими свойствами, такими как прочность, однородность размеров, хорошая сыпучесть, низкая пылеобразующая способность и др. Существует широкий ряд аппаратов для агломерации частиц, выбор которых зависит от целевого продукта и свойств сырья. К ним относятся ленточные агломашины, барабанные и тарельчатые грануляторы, валковые и брикетные прессы, распылительные сушилки с агломерацией, смесители-грануляторы, вращающиеся печи [1]. Широкое применение нашли аппараты с кипящим (псевдооживленным) слоем, которые обеспечивают высокую интенсивность

тепло- и массообмена, позволяют совмещать процессы гранулообразования, смешивания, классификации, увлажнения и сушки в одном технологическом устройстве, что повышает эффективность производства и снижает энергозатраты. Однако сложный характер гидродинамики кипящего слоя и одновременное протекание различных процессов затрудняют управление качеством конечного продукта. В связи с этим особую актуальность приобретают исследования, направленные на математическое моделирование и оптимизацию режимов работы аппаратов кипящего слоя, позволяющие прогнозировать характеристики готового продукта.

Для описания совмещенных процессов тепломассообмена в аппаратах с активными гидродинамическими режимами хорошо себя зарекомендовал подход на основе кинетического уравнения Больцмана [2], определяющего изменение во времени распределения плотности вероятности частиц одного размера по пространственным координатам и скоростям. Как показано в [3], для описания процессов измельчения и классификации порошкообразных материалов в струйной мельнице кипящего слоя в фазовое пространство вводится дополнительная координата – размер частиц. Тогда искомая функция $f(r, v, \delta, t)$ рассматривается как изменение во времени плотности распределения вещества по координатам $r(x_1, x_2, x_3)$, скоростям $v(v_1, v_2, v_3)$ и размерам частиц δ . В дифференциальной форме уравнение Больцмана принимает следующий вид:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial v_k f}{\partial x_k} + \frac{\partial a_k f}{\partial v_k} = \dot{f}_c, \quad (1)$$

где слагаемое $\partial v_k f / \partial x_k$ отвечает за физическое перемещение частиц; $\partial a_k f / \partial v_k$ – за изменение скорости частиц за счет сил, действующих в системе; $\dot{f}_c$ – описывает переход частиц в другой класс крупности за счет разрушения и внешние потоки; индекс $k=1,2,3$ показывает сокращенную запись суммирования по этому индексу. Для определения величины $\dot{f}_c$ используется селективная модель измельчения, которая описывает изменение функции распределения за счет ухода разрушенных частиц наблюдаемого размера (первое слагаемое в правой части) и прихода осколков разрушения более крупных частиц (второе слагаемое):

$$\dot{f}_c(r, v, \delta, t) = -f(r, v, \delta, t)S + \int_{\delta}^{\delta_{\max}} f(r, v, \varepsilon, t)Sb d\varepsilon, \quad (2)$$

где S , b – селективная и распределительная функции разрушения; δ , ε – наблюдаемый и текущий размеры частиц.

При агломерации происходит обратный разрушению процесс образования частиц более крупного класса из двух или нескольких мелких частиц. В качестве модели агломерации предлагается использовать уравнение коагуляции Смолуховского [4], которое относится к популяционно-балансовым моделям и показывает скорость образования агломератов (уравнение учитывает только парные взаимодействия):

$$\begin{aligned} \dot{f}_c(r, v, \delta, t) = & \frac{1}{2} \int_0^{\delta} \beta(\varepsilon, \delta - \varepsilon) f(r, v, \varepsilon, t) f(r, v, \delta - \varepsilon, t) d\varepsilon - \\ & - f(r, v, \delta, t) \int_0^{\infty} \beta(\delta, \varepsilon) f(r, v, \varepsilon, t) d\varepsilon, \end{aligned} \quad (3)$$

где первый член отвечает за рождение агломератов размера δ из пар меньших частиц размерами ε и $\delta - \varepsilon$, а второй – за исчезновение частиц размера δ за счёт их участия в слипании. Однако для описания размеров агломерата при слиянии частиц вместо линейных размеров удобнее оперировать массой или объемом частиц. Перепишем формулу (3) относительно масс частиц в следующем виде:

$$\begin{aligned} \dot{f}_c(r, v, \delta, t) = & \frac{1}{2} \int_0^m \beta(m', m - m') f(r, v, \delta(m'), t) f(r, v, \delta(m - m'), t) dm' - \\ & - f(r, v, \delta, t) \int_0^{\infty} \beta(m, m') f(r, v, \delta(m'), t) dm', \end{aligned} \quad (4)$$

где m, m' – массы частиц размером δ и ε соответственно, зависимость $\delta(m)$ определяет средний размер частиц массой m , которая, например, для частиц шарообразной формы равна $\sqrt[3]{6m / (\rho\pi)}$ (ρ – плотность частиц). Функция $\beta(m, m')$ определяет вероятность слияния частиц с массами m и m' , а ее численное значение можно определить как произведение числа столкновений n_{coll} на вероятность слипания p_{st} .

Число столкновений частицы размером $\delta - \varepsilon$ с частицами размера ε определим по схеме, представленной в [5]. Считается, что с частицей сталкиваются частицы, попадающие внутрь цилиндра, основанием которого является площадь круга с диаметром, равным сумме диаметров рассматриваемых частиц $\pi((\delta - \varepsilon) + \varepsilon)^2 / 4 = \pi\delta^2 / 4$. Высота выделенного цилиндра равняется произведению разности скоростей частиц на время $|v_{\delta - \varepsilon} - v_{\varepsilon}| \Delta t$. Тогда объем цилиндра равен $\pi\delta^2 |v_{\delta - \varepsilon} - v_{\varepsilon}| \Delta t / 4$. Число частиц размером ε , участвующих в столкновении с наблюдаемой частицей, определяется произведением объема цилиндра на счетную

концентрацию частиц размером ϵ в единице объема в данной точке фазового пространства $f(r, v, \epsilon, t)G / m' = 6f(r, v, \epsilon, t)G / \pi r \epsilon^3$, где G – загрузка аппарата:

$$n_{\text{coll}} = \frac{3}{2} \frac{f(r, v, \epsilon, t)G}{r \epsilon^3} \delta^2 |v_{\delta-\epsilon} - v_{\epsilon}| \Delta t. \quad (5)$$

Вероятность слипания частиц r_{st} зависит от комплекса физико-химических и гидродинамических факторов, таких как влажность, температура, шероховатость, скорость и др., т. е. от свойств материала и конкретных условий организации процесса.

Модель, представленная равенствами (1), (4), (5), позволяет описывать кинетику агломерации частиц в аппаратах кипящего слоя. Предложенную модель можно объединить с моделью измельчения, когда агломерация и измельчение происходят одновременно.

Список литературы

1. Классен П.В., Гришаев И.Г., Шюмин И.П. Гранулирование. Москва: Химия, 1991. 240 с.
2. Веденяпин В.В. Кинетическое уравнение Больцмана и Власова. Москва: Физматлит, 2001. 111 с.
3. Жуков, В.П. Моделирование совмещенных гетерогенных процессов на основе дискретных моделей уравнения Больцмана / В. П. Жуков, А. Н. Беляков // Теоретические основы химической технологии. 2017. Т. 51, № 1. С. 78-84.
4. Галкин, В.А. Уравнение Смолуховского: учебное пособие / В. А. Галкин. Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2001. – 336 с.
5. Жуков В.П., Мизонов В.Е., Беляков А.Н. Обобщение кинетического уравнения Больцмана для описания совмещенных процессов измельчения и классификации // Вестник ИГЭУ, 2013. Вып. 6. С. 58–62.

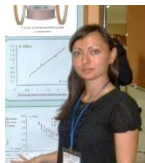
ЗАВИСИМОСТЬ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ МАГНИТНЫХ ЭМУЛЬСИЙ ОТ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

Е.С. Бекетова¹, Ю.И. Диканский

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Северо-Кавказский федеральный университет»
Россия, 355017, г. Ставрополь, ул. Пушкина, д. 1,
e-mail: tkacheva_es.86@mail.ru ¹

Аннотация. В настоящей работе исследована зависимость магнитной восприимчивости магнитных эмульсий от ультразвука. Установлено, что при воздействии ультразвукового поля на образец, его магнитная восприимчивость увеличивается. Так же было выявлено, что с увеличением температуры образца, магнитная восприимчивость уменьшается. В ходе исследований было обнаружено расхождение зависимостей магнитной восприимчивости от напряженности магнитного поля, полученных при увеличении напряженности магнитного поля и при последующем уменьшении.

Ключевые слова: магнитная жидкость, магнитная эмульсия, деформация капель в полях, магнитная восприимчивость, ультразвук.



БЕКЕТОВА Елена Сергеевна в 2009 г. окончила физико-математический факультет Ставропольского государственного университета (СГУ) по специальности «Физика». В период 2009–2012 гг. обучалась в очной аспирантуре СГУ по специальности 01.04.13 «Электрофизика, электрофизические установки». В 2013 г. защитила кандидатскую диссертацию на тему «Структурно-динамические процессы в системе микрокапель магнитных жидкостей в электрическом и магнитном полях». В настоящее время является ведущим научным сотрудником кафедры экспериментальной физики физико-технического факультета Северо-Кавказского федерального университета.



ДИКАНСКИЙ Юрий Иванович в 1973 г. окончил Ставропольский государственный педагогический институт. В 1984 г. защитил кандидатскую диссертацию. В 1999 г. защитил докторскую диссертацию. В 2003 г. присвоено звание профессора. В настоящее время является профессором кафедры экспериментальной физики физико-технического факультета Северо-Кавказского федерального университета.

Воздействие различного рода внешних факторов может влиять на микроструктуру магнитных коллоидов, динамику составляющих ее частиц, процессы их ориентации и формирование структурных образований [1]. В свою очередь это может приводить к изменению магнитных

свойств таких систем, в частности, их магнитной восприимчивости. Одним из таких факторов может быть воздействие ультразвукового излучения. В связи с этим представилось интересным исследовать его влияние на магнитные свойства магнитных коллоидных систем различного типа. В настоящей работе представлены результаты такого воздействия на магнитную восприимчивость магниточувствительной диэлектрической эмульсии, полученной диспергированием однородной магнитной жидкости на основе керосина в масле АМГ-10 [2]. Микрокапли такой эмульсии деформируются при воздействии магнитного поля с последующим восстановлением сферической формы после его выключения. В последующем предполагается провести исследования влияния воздействия ультразвука также на магнитные свойства коллоидных систем другого типа, в частности, как однородных магнитных жидкостей различного типа, так и на магнитных жидкостях, содержащих хорошо развитую систему структурных образований.

Исследование магнитной восприимчивости проводилось мостовым методом при использовании методики подробно описанной в [3] с помощью моста типа GW INSTEK LCR-817 на частоте 320 Гц, с погрешностью, не превышающей 0,1 %, эффективное значение магнитной восприимчивости определялось по изменению индуктивности цилиндрической измерительной катушки (длина 11,5 мм, диаметр 6 мм) при заполнении ее исследуемым образцом. Для изучения дополнительного влияния постоянного магнитного поля ячейка соосно помещалась в цилиндрическую семисекционную намагничивающую систему, с расстоянием между секциями 6 мм. Измерительная ячейка вместе с намагничивающей системой закреплялась в ультразвуковой ванне с водой, необходимая температура которой поддерживалась с помощью жидкостного термостата. Частота ультразвука составляла 40 кГц, мощность используемой ванны 50 Вт.

На рис. 1 представлены фотографии структуры исследованного образца без внешнего воздействия, при действии магнитного поля и после ультразвукового воздействия.

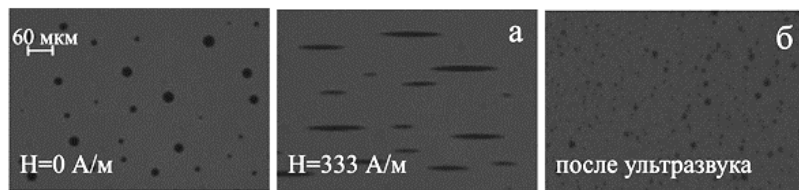


Рис. 1. Изменение структуры образца при воздействии магнитным полем (а) и ультразвуком (б).

Результаты исследований и их обсуждение

Как и следовало ожидать, зависимость магнитной восприимчивости исследуемой эмульсии от дополнительного воздействия постоянного поля (сонаправленного с измерительным полем) претерпевает максимум при некотором значении его напряженности (рис. 2, кривая 1). При этом подобная зависимость, полученная при воздействии ультразвука (рис. 2, кривая 2) не претерпевает такого максимума, а значение магнитной восприимчивости при отсутствии постоянного поля превышает ее значение, полученное при отсутствии ультразвука. Это указывает на повышение магнитной восприимчивости эмульсии в ультразвуковом поле, иллюстрацией чего могут служить приведенные зависимости магнитной восприимчивости эмульсии от времени воздействия на нее ультразвука при различных значениях температуры (рис. 3).

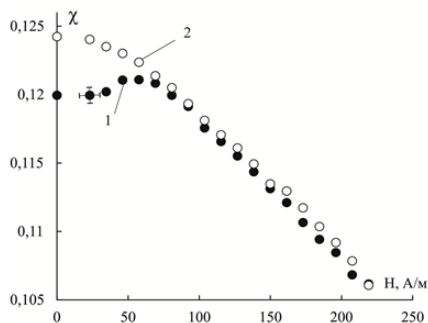


Рис. 2 Зависимость магнитной восприимчивости исследованной эмульсии от напряженности дополнительно приложенного постоянного магнитного поля: кривая 1 – без воздействия ультразвука, кривая 2 – при его воздействии.

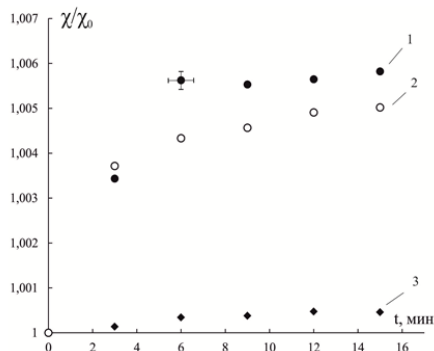


Рис. 3. Зависимость магнитной восприимчивости эмульсии от времени воздействия ультразвука при различных температурах: 1 – 20 °C, 2 – 25 °C, 3 – 30 °C

Как видно из рисунка, влияние ультразвука на магнитную восприимчивость уменьшается при повышении температуры.

В ходе исследований было обнаружено расхождение зависимостей магнитной восприимчивости от напряженности магнитного поля, полученных при увеличении напряженности поля и при последующем уменьшении (рис. 4, кривые 1 и 2 соответственно).

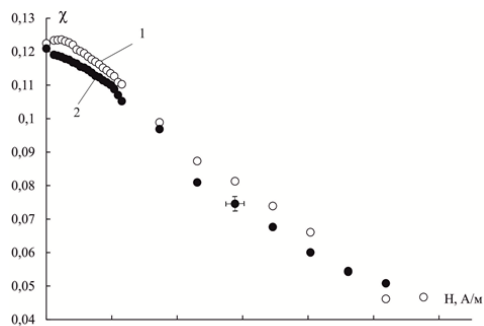


Рис. 4. Различие зависимостей магнитной восприимчивости от напряженности магнитного поля при увеличении его напряженности (кривая 1) и при последующем уменьшении (кривая 2).

При получении таких кривых при воздействии ультразвука их различия практически не наблюдается.

Обнаруженное влияние воздействия ультразвука на магнитную восприимчивость магнитной эмульсии можно связать с изменением ее структурных параметров. В первом приближении намагниченность эмульсии можно определить, как сумму намагниченностей составляющих ее микрокапель. В этом случае для ее магнитной восприимчивости справедливо выражение:

$$\chi_{\text{эм}} = \frac{\chi}{1 + N\chi} \theta, \quad (1)$$

где χ — магнитная восприимчивость магнитной жидкости, диспергированием которой получена магнитная эмульсия; N — размагничивающий фактор микрокапель, при отсутствии внешнего магнитного поля равен 1/3; θ — объемная концентрация микрокапель.

Воздействие магнитного поля первоначально приводит к деформации микрокапель, кроме того часть из них в результате действия поля начинают объединяться при этом степень вытяжения образовавшейся вдоль поля такой капли увеличивается. На первоначальном этапе, когда в эмульсии содержатся как отдельные, так и объединенные микрокапли

ее магнитную восприимчивость можно представить в виде:

$$\chi = \frac{c_1 \chi}{1 + N_1 \chi} + \frac{c_2 \chi}{1 + N_2 \chi}, \quad (2)$$

где c_1 и c_2 – объемные концентрации необъединенных и объединенных микрокапель; N_1 и N_2 – их размагничивающие факторы соответственно.

Объединение и деформация микрокапельных образований под действием магнитного поля приводит к уменьшению размагничивающего фактора и, как следует из выражений (1) и (2) к увеличению магнитной восприимчивости. Однако при достаточно большой деформации ее дальнейшее увеличение мало сказывается на уменьшении размагничивающих факторов капель. Кроме того, магнитная восприимчивость магнитной жидкости, из которой получены микрокапли, начинает уменьшаться вследствие нарушения линейности ее кривой намагниченности. Этим и объясняется дальнейший спад магнитной восприимчивости эмульсии при увеличении внешнего постоянного магнитного поля. Воздействие ультразвука может приводить к разрушению микрокапель (что видно из рис. 1,б). При этом деформация более мелких капель уменьшается, что и приводит к исчезновению максимума на зависимости магнитной восприимчивости от напряженности внешнего поля при воздействии ультразвука. Увеличение магнитной восприимчивости при воздействии ультразвука эмульсии при отсутствии внешнего поля может быть связано с дроблением микрокапель на более мелкие и увеличением их числа. Вследствие малых расстояний между равномерно распределенными по объему микрокаплями их поля рассеяния которые могут уменьшать размагничивание соседних микрокапель. В этом случае эффективный размагничивающий фактор сферической частицы может быть меньше $1/3$ [4], что и приводит к увеличению магнитной восприимчивости эмульсии.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект № FSRN - 2026-0007).

Список литературы

1. Блум Э.Я., Майоров М.М., Цебер А.О. Магнитные жидкости. Рига: Зинатне, 1989. 387 с
2. Диканский Ю.И., Закинян А.Р., Константинова Н.Ю. О магнитной проницаемости магнитодиэлектрической эмульсии // Журнал технической физики, 2008, том 78, вып. 1.
3. Dikanskii Y.I., Ispiryan A.G., Kunikin S.A., Radionov A.V. On the nature of the maximum in the temperature dependence of magnetic liquid susceptibility // Tech. Phys. 2015. Vol. 60, No. 8. P. 1204-1207.
4. Кондорский Е.И. Однородная структура в ферромагнетиках и магнитные свойства мелкодисперсных веществ / доклады АН СССР, 1950 т. 70, № 2 с. 215-218.

**МАГНИТНАЯ ГИДРОДИНАМИКА,
ТЕПЛО- И МАССООБМЕН,
КОНВЕКЦИЯ И ВОЛНЫ**

МАГНИТНАЯ ЖИДКОСТЬ В ЛАЗЕРНОМ ЛУЧЕ: ЭФФЕКТЫ ФОРМИРОВАНИЯ И РАСПАДА СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

И.В. Плешаков¹, А.А. Алексеев²

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
«Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе Российской академии наук»,
Россия, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26,
e-mail: ivanple@yandex.ru¹

² Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический
университет Петра Великого»,
Россия, 195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 29,
e-mail: arseniy.alekseev98@gmail.com²

Аннотация. В работе рассматривается действие лазерного луча на магнитную жидкость, приводящее к появлению различных структур, образованных наночастицами этого вещества. Сообщается о возникновении достаточно крупных объектов, созданных оптическим излучением различной мощности на разной длине волны. Для изучения индуцированной лазерным светом неоднородности в виде тепловой линзы разработана и применена двухлучевая методика, которая позволила установить особенности формирования линзы, ее поведения во внешнем магнитном поле, а также исследовать связанные с ней временные процессы.

Ключевые слова: магнитная жидкость, лазерное излучение, оптическая сила, термодиффузия, релаксация



ПЛЕШАКОВ Иван Викторович окончил Ленинградский политехнический институт в 1978 году. Доктор физико-математических наук по специальности «Приборы и методы экспериментальной физики» (2008 г.). Является ведущим научным сотрудником лаборатории квантовой электроники ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Имеет более ста научных публикаций, в том числе восемь авторских свидетельств на изобретение и патентов РФ. Значительная часть статей напечатана в иностранных журналах. Награжден Почетной грамотой РАН (2008 г.). Научные интересы связаны с физикой магнитных явлений, магнитоопикой и родственными областями. Из опубликованных работ собственно магнитным жидкостям посвящено около двух десятков.



АЛЕКСЕЕВ Арсений Александрович в 2023 году окончил Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, где в настоящее время является аспирантом направления «Лазерная физика». Автор работает над диссертацией на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук на тему: «Лазерное исследование магнитных наночастиц в сложных и структурированных средах». А.А. Алексеев является автором более десяти научных работ (в том числе, шести статей в рецензируемых журналах), посвященных взаимодействию оптического излучения с магнитными коллоидами. Область научных интересов автора включает в себя магнитооптические явления в ферро-жидкостях, а также лазерные методы их исследования.

Среди многочисленных реализованных и потенциальных применений магнитных жидкостей особое место занимает возможность использования этих материалов в оптоэлектронике и фотонике в качестве магниточувствительного или магнитоуправляемого элемента [1]. Известно, что на этой основе могут быть созданы различные приборы: модуляторы, сенсоры, перестраиваемые фильтры и т. п. [2-5]. Как было установлено ранее, интенсивный световой поток способен изменять концентрацию коллоидных наночастиц [7, 8]. Это проявляется различным образом, причем весьма часто лучом создается некая неоднородность с повышенным содержанием твердой фазы [9]. Механизм эффекта предполагается преимущественно тепловым, т.е. связывается с процессом термодиффузии. Очевидно, что такая особенность рабочего вещества оптического прибора должно учитываться при его разработке, а само явление должно быть подробно изучено.

Нами были выполнены две группы исследований, относящихся к данной проблеме: непосредственное наблюдение следа, оставленного на подложке лазерным излучением, направленным на каплю высыхающей магнитной жидкости, и регистрация поведения оптического отклика, представляющего собой дифракцию слабого зондирующего лазерного пучка на неоднородности в виде тепловой линзы, созданной в жидкости светом более мощного лазера (двухлучевая методика).

В экспериментах использовалась магнитные жидкости на основе керосина и воды с различными концентрациями ϕ (что достигалось разбавлением от начальной концентрации соответствующей жидкостью-носителем) коллоидных частиц магнетита (Fe_3O_4). Последние имели размеры около 10 нм. Образцы были изготовлены на предприятии «ООО НПП АМ-Куб». В некоторые водные жидкости при выполнении экспериментов с осаждением добавлялись растворы поливинилового спирта (ПВС) для фиксирования образовавшейся в луче структуры. Основные характеристики, в частности способы стабилизации использованных материалов, приведены в таблице (содержание добавок указано для образцов с максимальной концентрацией).

При изучении следа, образующегося при осаждении жидкости, были применены полупроводниковый CW лазер с длиной волны $\lambda = 650$ нм и мощностью 40 мВт, а также CW Nd:YAG лазер с длиной волны 532 нм и мощностью 200 мВт. По оценке плотность мощности сфокусированного излучения могла достигать, соответственно, 10 кВт/см² и 50 кВт/см². Магнитная жидкость несколькими каплями (как правило, этот объем составлял 0.2 см³) наносилась на стеклянную подложку и распределялась таким образом, чтобы получить слой толщиной около 1 мм. Лазерный луч, прошедший через линзу, направлялся зеркалом на данный образец, располагавшийся на подвижном столике. Обычно он

фокусировался внутри материала, однако, перемещая столик можно было добиться увеличения лазерного пятна и, тем самым, снижения плотности мощности оптического излучения.

Таблица. Характеристики использованных магнитных жидкостей

№	Жидкость-носитель	Способ стабилизации	Добавки	Начальная концентрация твердой фазы, об. %
1	Керосин	Полимерный стабилизатор	Органическое масло, 22 об. %	18
2	Вода	Органический стабилизатор	Органическое масло, 18 об. %	27
3	Вода	Органический стабилизатор	Органическое масло, 18 об. % ПВС, до 5 вес. %	27

Действие света на жидкость продолжалось до ее полного высыхания (это занимало несколько часов). Далее изучались особенности осажденного в луче объекта. Для этого использовались короткофокусный (Micro 200T-01) и длиннофокусный (Altami SM0745-T) микроскопы. Первый позволял регистрировать вид лазерного следа сверху, применяя нижнюю и верхнюю подсветку, а второй давал возможность поворачивать образец под разными углами.

Примеры полученных результатов для $\lambda = 650$ нм показаны на рис. 1. Во всех случаях наблюдалось втягивание твердого вещества в область луча, что может рассматриваться как действие некой “оптической силы”, [7, 8]. При этом, однако, след, сформированный в жидкости на основе керосина, в большинстве случаев имел впадину в центре (Рис. 1а), в то время как водная жидкость образовывала структуры, выступающие над поверхностью подложки (рис. 1б).

Для дополнительной иллюстрации эффектов такого рода на Рис. 2 приведены микрофотографии структур, созданных излучением с $\lambda = 532$ нм. Такое воздействие оказывалось значительно более сильным, чем в случае с красным лазером, в частности, потому, что поглощение магнитной жидкости на данной длине волны существенно выше, чем при $\lambda = 650$ нм, то есть термодиффузионные процессы протекают интенсивнее. При относительно небольшом световом пятне, т.е. высокой плотности мощности, твердое вещество скапливалось на подложке в виде конусообразного объекта высотой до 200 мкм и более (рис. 2а, вид сбоку). Понизив плотность мощности, и установив на пути луча диафрагму с малой апертурой, удалось записать созданную ею дифракционную картину (рис. 2б, размер пятна примерно 9 мм, вид под углом около 10°).

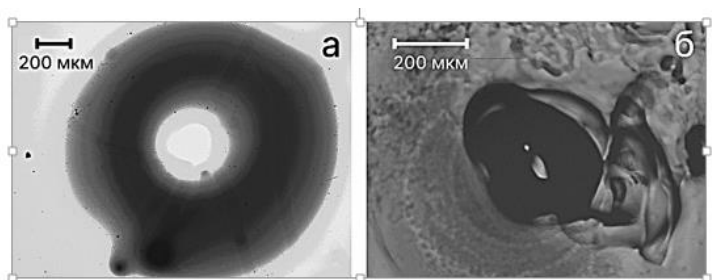


Рис. 1. Результат воздействия лазера с $\lambda = 650$ нм на осаждающуюся магнитную жидкость (сфокусированное излучение): а – раствор на основе керосина с концентрацией твердой фазы 10 об. % (образец 2, нижняя подсветка); б – водный раствор с концентрацией твердой фазы 10 об. % (образец 1, верхняя подсветка)

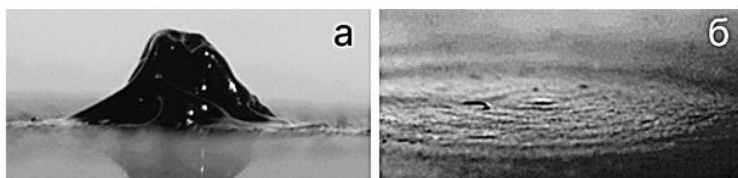


Рис.2. Результат воздействия лазера с $\lambda = 532$ нм на осаждающуюся магнитную жидкость (образец 3): а – водный раствор с концентрацией твердой фазы 2 об. % и содержанием ПВС 3 вес. %, плотность мощности лазерного излучения в световом пятне 2 Вт/см²; б – водный раствор с концентрацией твердой фазы 0,05 об. % и содержанием ПВС 2.5 вес. %, плотность мощности лазерного излучения в световом пятне 0,3 Вт/см²

Различие в поведении растворов на основе керосина и воды мы относим к различиям теплофизических характеристик этих веществ, которое в первом случае допускают понижение концентрации твердой фазы в области фокуса. Такая тенденция важна, как мы полагаем, для объяснения рассмотренных ниже явлений.

На следующем этапе работы были исследованы неоднородности, создаваемые лазерным лучом в объеме жидкого образца. Они представляют собой т.н. тепловую линзу, которая может быть индуцирована практически в любой нанодисперсной системе, и в магнитной жидкости в том числе [10, 11]. Фактически, это область увеличенной концентрации твердой фазы, при осаждении образующая структуры, сходные с рассмотренными выше. Было показано, что в сфокусированном гауссовом пучке возникает перераспределение концентрации коллоидных частиц, создающее такую неоднородность показателя преломления, кото-

рое может быть описана как эквивалентная вогнутая линза [10]. В стандартных экспериментах на этой особенности регистрируется дифракция самого формирующего пучка.

В настоящей работе была использована двухлучевая методика, обладающая тем преимуществом, что позволяет слабым дополнительным лазерным лучом независимо зондировать неоднородность, порожденную мощным сфокусированным лучом [12, 13]. Для этого была создана установка, схема которой показана на рис. 3.

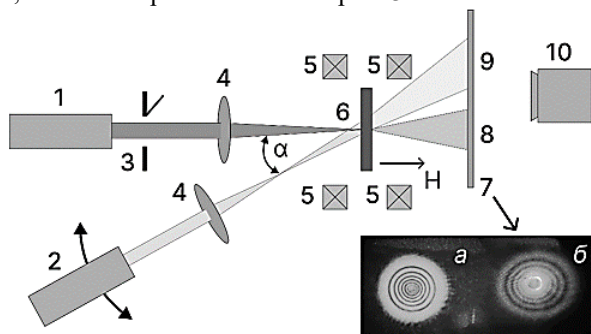


Рис. 3. Схема экспериментальной установки: 1 – основной (формирующий) лазер; 2 – вспомогательный (зондирующий) лазер; 3 – механический затвор; 4 – фокусирующие линзы; 5 – катушки магнитной системы; 6 – кювета с магнитной жидкостью; 7 – дифракционное пятно от основного луча; 8 – дифракционное пятно от вспомогательного луча; 9 – экран; 10 – CMOS-камера. На вставке (показано стрелкой) вид экрана: а – дифракционное пятно от основного луча, б – дифракционное пятно от вспомогательного луча (обрезец на основе керосина, $\varphi = 2$ об. %)

В качестве формирующего использовался He-Ne-лазер с мощностью 17 мВт и $\lambda = 633$ нм, который фокусировался на кювете с жидким образцом. В фокусе плотность мощности излучения составляла примерно $1.8 \cdot 10^7$ Вт/м². Создаваемая там тепловая линза зондировалась полупроводниковым лазером мощностью 12 мВт и $\lambda = 660$ нм. Его луч был направлен под некоторым углом α к оптической оси установки и фокусировался за пределами образца так, чтобы плотность мощности в световом пятне на образце была незначительной (она не превосходила $4 \cdot 10^3$ Вт/м²). На пути первого лазерного пучка был установлен механический затвор, позволявший прерывать его с характерным временем переключения около 0,4 мс. На экране, расположенном за образцом, CMOS-камерой регистрировались дифракционные картины, типичный вид которых представлен на вставке к рис. 3. Установка включала систему катушек, обеспечивающих, при необходимости, приложение к

образцу магнитного поля H с напряженностью до 750 Э, ориентированного вдоль оптической оси.

Предметом анализа являлась форма дифракционных пятен и их поведение в поле. В обоих лучах при использовании образцов на основе керосина наблюдались пятна с отчетливо разрешенными кольцами, причем отклик от зондирующего пучка обладал некоторой эллиптичностью, зависящей от α . Это характерно для вогнутой линзы и позволяет заключить, что в данных материалах она оказывается хорошо сформированной. Водные жидкости такой выраженной картины не давали, что коррелирует с данными по осаждению и дает основание предположить, что в водных растворах свет индуцирует более крупный объект с меньшим контрастом показателя преломления. При этом все полученные изображения качественно можно было интерпретировать сходным образом.

В качестве примера полевых зависимостей на рис. 4 показан определенный для одной из концентраций керосиновой жидкости ход кривой $D(H)/D_0$, где D – диаметр внешнего кольца дифракционного пятна, D_0 – он же при $H = 0$ (на вставке приведена концентрационная зависимость).

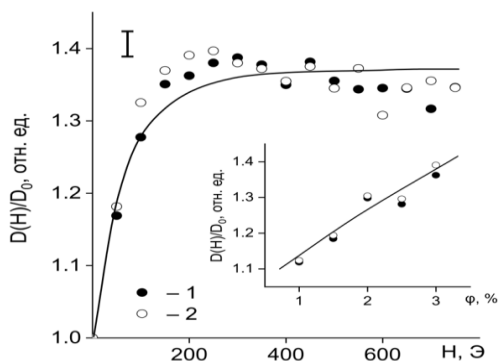


Рис. 4. Зависимость относительного размера дифракционных пятен от напряженности магнитного поля в образце на основе керосина ($\phi = 3,0$ об. %, $\alpha = 20^\circ$), 1 – основной луч, 2 – зондирующий луч. На вставке: концентрационная зависимость относительных размеров дифракционных пятен в магнитной жидкости на основе керосина при $H = 200$ Э

Видно существенное увеличение D с полем, что можно объяснить уменьшением неоднородности за счет включения взаимодействия магнитных наночастиц. Следует отметить, что измерения, выполненные по откликам на формирующий и зондирующий лучи, в данном случае практически совпадают.

Наличие зондирующего луча, однако, дает возможность выполнить

эксперименты, связанные с релаксацией, то есть процессом распада тепловой линзы после выключения формирующего луча. В данном случае регистрируется интенсивность света S в центре дифракционного пятна, созданного зондирующим импульсом. При увеличении объекта, на котором происходит дифракция, размер пятна уменьшается и S возрастает, то есть временное поведение данного сигнала отражает процесс расплывания светоиндуцированной неоднородности. В ходе подобных опытов проводилась запись $S(t)$ через фиксированный интервал времени t после прерывания излучения мощного лазера механическим затвором. Примеры результатов показаны на рис. 5.

Природа рассматриваемого явления должна быть связана с диффузией магнитных наночастиц, которая в общем случае описывается достаточно сложно. Тем не менее, оказалось, что наблюдавшиеся нами зависимости $S(t)$ хорошо приближаются экспоненциальными функциями (пунктирные линии на рис. 5). Пока не предполагая стоящего за этим физического смысла, мы воспользовались данной формальной аппроксимацией для определения характерного времени распада неоднородности. По порядку величины оно составило десятые доли секунды. Было установлено, что магнитное поле оказывает влияние на этот параметр – см. вставку к рис. 5.

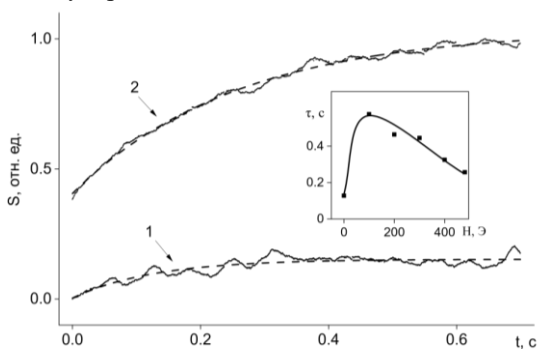


Рис. 5. Интенсивность центральной части дифракционного пятна зондирующего импульса в зависимости от времени ($\phi = 1,0$ об. %, $\alpha = 20^\circ$), 1 – $H = 0$, 2 – $H = 480$ Э. На вставке: зависимость характерного времени увеличения интенсивности S от магнитного поля

Таким образом, нами выполнено исследование, демонстрирующее характер воздействия лазерного излучения на частицы магнитной жидкости, приводящего к образованию ими различного рода структур. Данное обстоятельство должно учитываться при разработке устройств, где такие материалы применяются в качестве рабочего вещества, а также при проведении с ними оптических экспериментов.

Список литературы

1. Yong Zhao, Yuyan Zhang, Lv R.-Q., Qi Wang. Novel optical devices based on the tunable refractive index of magnetic fluid and their characteristics, *J. Magn. Magn. Mat.*, 323(23), 2987–2996 (2011).
2. Chieh J.J., Yang S.Y., Horng H.E., Chin-Yih Hong, Yang H.C. Magnetic-fluid optical-fiber modulators via magnetic modulation, *App. Phys. Lett.*, 90(13), 133505 (2007).
3. Agruzov P.M., Pleshakov I.V., Bibik E.E., Shamray A.V., *Appl. Phys. Lett.*, Light modulation in microstructured optical fibers with a ferrofluidic cladding, 104(7), 071108 (2014).
4. Zijian Hao, Yongxi Li, Shengli Pu, Jia Wang, Fan Chen, Lahoubi Mahieddine. Ultrahigh-performance vector magnetic field sensor with wedge-shaped fiber tip based on surface plasmon resonance and magnetic fluid, *Nanophotonics*, 11(15), 3519–3528 (2022).
5. Shufei Han, Shengli Pu, Zijian Hao, Chencheng Zhang, Weinan Liu, Simiao Duan, Jiaqi Fu, Mingjue Wu, Peiwen Mi, Xianglong Zeng, Lahoubi Mahieddine. In-line temperature-compensated vector magnetic field sensor with side-polished fiber, *Opt. Lett.* 48(17) 4504–4507 (2023).
6. Vishakha Dave, R.V. Mehta, Diffraction of laser light by a ferrocell and ferrofluid layers: A comparison, *Optik*, 311, 171925 (2024).
7. Xiangpeng Yang, Qian Li, Xiangshen Meng, Decai Li. Evolution of nonlinear optical characteristics of magnetic nanoparticle colloidal suspensions after laser-induced clusters, *ACS Omega*, 5(26), 15821–15827 (2020).
8. Tianjun Yao, Shengli Pu, Jie Rao, Jianming Zhang. Investigation of optical force on magnetic nanoparticles with magnetic-fluid-filled Fabry-Perot interferometer, *Sci. Rep.*, 8(1), 12352 (2018).
9. Pleshakov I.V., Alekseev A.A., Bibik E.E., Ilichev I.V., Prokof'ev A.V. Effect of laser radiation on magnetite nanoparticles in deposited ferrofluid, *Nanosystems: physics, chemistry, mathematics*, 15(3), 346–351 (2024).
10. Tengda Du, Suihua Yuan, Weili Luo. Thermal lens coupled magneto-optical effect in a ferrofluid, *Appl. Phys. Lett.*, 65(14) 1844–1846 (1994)
11. Pragati Sharma, V.V. Alekhya, Saurabh Pathak, Komal Jain, Punit Tomar, G.A. Basheed, K.K. Maurya, R.P. Pant, A novel experimental approach for direct observation of magnetic field induced structuration in ferrofluid, *J. Magn. Magn. Mat.*, 534 (17) 168024 (2021).
12. Алексеев А.А., Плешаков И.В., Кузьмин Ю.И. Эффект тепловой линзы при двухлучевом лазерном воздействии на магнитную жидкость, *Письма в ЖТФ*, 51(10) 27–29 (2025).
13. Алексеев А.А., Плешаков И.В., Кузьмин Ю.И., Фофанов Я.А.. Двухлучевой метод исследования неоднородности, индуцированной лазерным излучением в магнитной жидкости / Научно-технические ведомости СПбГПУ; Физико-математические науки. 2025. 18(3). С. 60–67.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОРИЕНТАЦИИ ДВУХ СФЕРИЧЕСКИХ АНИЗОТРОПНЫХ ТЕЛ В ОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Д.А. Пелевина¹, Д.И. Меркулов, В.А. Налетова,

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования «Московский государственный университет
имени М.В. Ломоносова», НИИ механики МГУ,
119192, Россия, Москва, Мичуринский просп., д. 1,
E-mail: pelevina.daria@gmail.com¹

Аннотация. Теоретически и экспериментально исследованы моменты магнитных сил, действующие на два сферических тела из анизотропного намагничивающегося материала в однородном приложенном магнитном поле. Показано, что существует ненулевой равновесный угол между направлением приложенного магнитного поля и направлением вектора анизотропии, который убывает при увеличении расстояния между телами.

Ключевые слова. намагничивающийся эластомер, анизотропная намагничённость, однородное магнитное поле.



ПЕЛЕВИНА Дарья Андреевна, кандидат физико-математических наук в.н.с. НИИ механики МГУ. Имеет 80 научных публикаций, в том числе 48 статей в журналах. Научно-исследовательская работа поддерживалась грантами РНФ, РФФИ и Президента РФ.



МЕРКУЛОВ Дмитрий Игоревич, кандидат физико-математических наук, с.н.с. НИИ механики МГУ. Имеет 48 научных публикаций, в том числе 26 статей в журналах. Научно-исследовательская работа поддерживалась грантами РНФ и РФФИ.



НАЛЕТОВА Вера Арсеньевна, доктор физико-математических наук, профессор, в.н.с. НИИ механики МГУ. Имеет около 200 научных публикаций, автор 2 учебных пособий по феррогидродинамике.

Введение. Анизотропные намагничивающиеся эластомеры (АНЭ) – композитные среды, состоящие из упругой полимерной основы и распределенных в ее объеме ферромагнитных частиц, которые формируют цепочки или имеют выделенное направление ориентации осей легкого

намагничивания, которое описывается единичным вектором анизотропии. На основе таких материалов разрабатываются мобильные роботы, управляемые внешними магнитными полями. Тела из АНЭ сложной формы с неоднородно направленной анизотропией внутри и методики управления их движением рассмотрены, например, в [1]. В [2] исследованы моменты магнитных сил, действующие на сферическое тело из АНЭ в неоднородном магнитном поле. В [3] теоретически исследована сила взаимодействия двух сферических тел из АНЭ в однородном магнитном поле.

В данной работе исследуются моменты магнитных сил, действующие на два сферических тела из АНЭ, вертикальные оси вращения которых шарнирно закреплены, в однородном горизонтальном приложенном магнитном поле. Изучено влияние параметров задачи на равновесное направление векторов анизотропии, которые находятся в горизонтальной плоскости.

Эксперимент. Рассматриваются два сферических тела из АНЭ. В экспериментах использовались два одинаковых сферических тела (из АНЭ одного состава) радиуса $R = 0.4$ см. Тела были изготовлены путем создания однородной дегазированной суспензии жидкого двухкомпонентного силикона и феррочастиц карбонильного железа (размер частиц порядка 20 мкм, объемная концентрация 15%), далее суспензия помещалась в сферическую форму и подвергалась полимеризации в однородном магнитном поле напряженностью 300 Э в течение пяти часов. Наличие ориентированных цепочек частиц в АНЭ было визуально обнаружено с помощью металлографического микроскопа на срезе контрольного образца. Магнитные параметры АНЭ $\mu^{(i)} = 2.4$ и $a = 0.8$ были измерены экспериментально по искажению однородного магнитного поля контрольным образцом, аналогично методу, изложенному в [4]. Полагается, что тензор магнитной проницаемости имеет вид:

$$\mu_{ij} = \mu^{(i)} g_{ij} + a \tau_i \tau_j.$$

Введем декартову систему координат с началом в центре тела 1, ось y – вертикальна. Единичные вектора анизотропии $\tau_i = \cos \varphi_i \mathbf{e}_x + \sin \varphi_i \mathbf{e}_z$, $i=1,2$ лежат в горизонтальной плоскости. Тела могут вращаться вокруг вертикальных осей, проходящих через их центры. При включении однородного горизонтального магнитного поля тела поворачиваются под действием момента магнитных сил (см. рис. 1).

Создана экспериментальная установка, схематически представленная на рис. 2. Ось x , соединяющая центры тел, горизонтальна и проходит через ось одной из пар катушек Гельмгольца. Две пары катушек Гельмгольца создают однородное горизонтальное магнитное поле

$H_0 = H_0(\cos\alpha \mathbf{e}_x + \sin\alpha \mathbf{e}_z)$, направленное под углом α к оси x . В экспериментах $H_0 = 50$ Э. В зоне действия однородного поля на тонких нитях, пропущенных через направляющие вертикальные трубки, закреплены сферические тела из АНЭ. Центр тела 1 (левое тело) неподвижен, а центр тела 2 (правое тело) выставляется по координатнику, к которому прикреплена направляющая трубка тела 2.

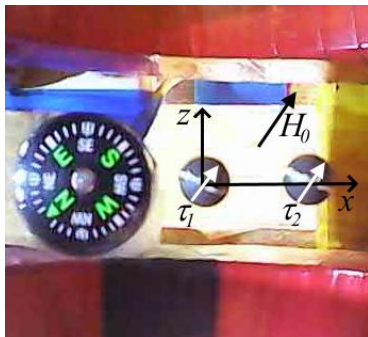


Рис. 1. Фото экспериментальной установки. Вид снизу

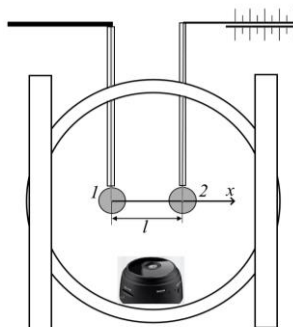


Рис. 2. Схема экспериментальной установки. Вид сбоку

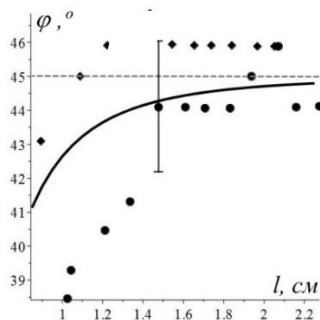


Рис. 3. Зависимость угла φ от l при $\alpha = 45^\circ$

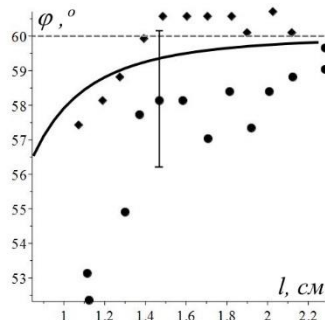


Рис. 4. Зависимость угла φ от l при $\alpha = 60^\circ$

Эксперимент проводился следующим образом: тела закреплялись на фиксированном расстоянии l между центрами с произвольным направлением вектора анизотропии, включалось однородное магнитное поле и тела поворачивались и занимали равновесное положение. Ориентация тел в магнитном поле фотографировалась. В эксперименте обнаружено, что направление векторов анизотропии тел практически

совпадают друг с другом $\varphi_1 \approx \varphi_2 = \varphi$. По фотоснимкам построены зависимости угла φ между направлением вектора анизотропии и осью x от расстояния между телами l . На рис. 3 и 4 ($\alpha = 45^\circ$ и $\alpha = 60^\circ$, соответственно) экспериментальные данные для двух серий эксперимента представлены точками. Погрешность измерения угла составила $\pm 2^\circ$.

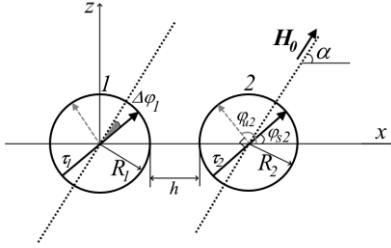


Рис. 5. Схема системы сферических тел

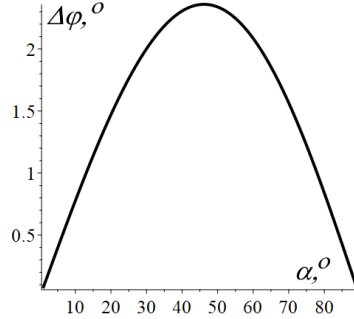


Рис. 6. Зависимость $\Delta\varphi = \alpha - \varphi$ от направления приложенного поля α

Теория. Пусть два сферических тела радиуса R_i , $i=1,2$ из анизотропного намагничивающегося материала находятся в однородном приложенном поле H_0 . Центры тел зафиксированы в точках (x_i, z_i) : $x_1=z_1=z_2=0$, $x_2=l=R_1+R_2+h$ (см. рис. 5). Все вектора и центры тел лежат в горизонтальной плоскости $y=0$. Момент магнитных сил, действующий на каждое из тел со стороны магнитного поля, вычисляется следующим образом:

$$\mathbf{M}_i = \int_{S_i} \mathbf{r} \times \tau^{ij(e)} n_j \mathbf{e}_i dS, \quad \tau_{ij} = \frac{H_i B_j}{8\pi} + \frac{H_j B_i}{8\pi} - \frac{H^2 g_{ij}}{8\pi} \quad (1)$$

Ранее в [5] были получены следующие выражения для магнитных моментов:

$$\mathbf{M}_{1m} = K_1 \mu^{(e)} R_1^3 (\mathbf{H}_2 \cdot \boldsymbol{\tau}_1) [\boldsymbol{\tau}_1, \mathbf{H}_2], \quad \mathbf{M}_{2m} = K_2 \mu^{(e)} R_2^3 (\mathbf{H}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2) [\boldsymbol{\tau}_2, \mathbf{H}_1] \quad (2)$$

Предположим, как и в [3], что магнитное поле $\mathbf{H}_i$, действующее на тела, можно представить как сумму приложенного магнитного поля $\mathbf{H}_0$ и поля диполя с эффективным моментом $\mathbf{m}_i$:

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_1 &= \mathbf{H}_0 + \frac{\mathbf{m}_1}{r_1^3} - \frac{3(\mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{r}_1) \mathbf{r}_1}{r_1^5}, \quad \mathbf{H}_2 = \mathbf{H}_0 + \frac{\mathbf{m}_2}{r_2^3} - \frac{3(\mathbf{m}_2 \cdot \mathbf{r}_2) \mathbf{r}_2}{r_2^5} \\ \mathbf{m}_1 &= R_{b1}^3 (D_1 \mathbf{H}_2 - K_1 (\mathbf{H}_2 \cdot \boldsymbol{\tau}_1) \boldsymbol{\tau}_1) \\ \mathbf{m}_2 &= R_{b2}^3 (D_2 \mathbf{H}_1 - K_2 (\mathbf{H}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2) \boldsymbol{\tau}_2) \\ K_j &= \frac{3a_j \mu^{(e)}}{(2\mu^{(e)} + a_j + \mu_j^{(i)}) (2\mu^{(e)} + \mu_j^{(i)})}, \quad D_j = \frac{\mu^{(e)} - \mu_j^{(i)}}{2\mu^{(e)} + \mu_j^{(i)}} \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $\mathbf{r}_i = (x - x_i)\mathbf{e}_x + (z - z_i)\mathbf{e}_z$. Равновесная ориентация тел задается уравнениями:

$$\mathbf{M}_{1m}(\varphi_1, \varphi_2, \alpha) = \mathbf{M}_{2m}(\varphi_1, \varphi_2, \alpha) = 0 \quad (4)$$

Эти уравнения, как функции φ_i при прочих заданных параметрах, имеют пары решений: один из углов φ_s соответствует устойчивому положению равновесия и близок к углу α , а второй $\varphi_u = \pi/2 + \varphi_s$ соответствует неустойчивому положению. При рассмотрении двух одинаковых тел равновесные устойчивые углы совпадают $\varphi = \varphi_{s1} = \varphi_{s2}$.

Расчеты проведены при следующих размерных базовых параметрах, совпадающих с параметрами эксперимента: $R = R_1 = R_2 = 0.4$ см, $l = 2R_1 + h$, $H_0 = 50$ Э, $\mu^{(e)} = 1$, $\mu^{(i)} = \mu^{(i)}_1 = \mu^{(i)}_2 = 2.4$, $a = a_1 = a_2 = 0.8$, $\alpha = 90^\circ$. В расчетах обнаружено, что равновесные углы $\varphi < \alpha$ и не зависят от величины приложенного поля H_0 . При увеличении расстояния l между телами отклонение вектора анизотропии $\boldsymbol{\tau}$ от вектора приложенного магнитного поля $\mathbf{H}_0 \Delta\varphi = \alpha - \varphi$ уменьшается, а равновесный угол φ возрастает и стремится к α . Соответствующие теоретические зависимости приведены на рис. 3 и рис. 4 сплошными линиями. Разница углов $\Delta\varphi$ немонотонно зависит от α , см. Рис. 6 при $h = 0.2$ см. Максимальная разница достигается при $\alpha = 45^\circ$. Когда магнитное поле параллельно или перпендикулярно оси x , равновесное устойчивое направление векторов анизотропии и приложенного магнитного поля совпадают.

Теоретически построены зависимости $\Delta\varphi$ от величины анизотропии материала тела $k = a/(\mu^{(i)} - 1)$ и радиуса тел R/h , при фиксированном расстоянии между краями тел $h = 0.2$ см. Показано, что $\Delta\varphi$ возрастает при увеличении радиуса тел R и константы анизотропии a , см. рис. 7 и рис. 8, соответственно.

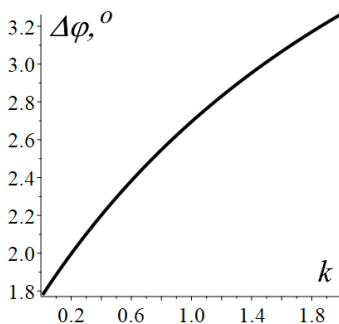


Рис. 7. Зависимость $\Delta\varphi$ от относительной константы анизотропии $k = a/(\mu^{(i)} - 1)$

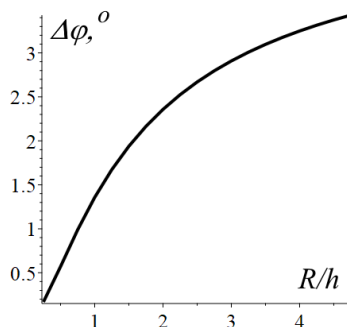


Рис. 8. Зависимость $\Delta\varphi$ от относительного радиуса тел R/h

Заключение. Исследованы моменты магнитных сил, действующие на два одинаковых анизотропных намагничивающихся сферических тела в однородном приложенном магнитном поле.

Показано, что равновесный угол между направлением поля и направлением вектора анизотропии может быть не равен нулю и стремится к нулю при увеличении расстояния между телами. Этот угол возрастает при увеличении радиуса тел и константы анизотропии, а также немонотонно зависит от направления магнитного поля. Максимальная разница между направлением вектора анизотропии и приложенного магнитного поля достигается, когда магнитное поле направлено под углом 45° по отношению к линии, соединяющей центры тел.

Данные результаты могут быть полезны при изготовлении мобильных роботов, актуаторов и приводов на основе анизотропных намагничивающихся материалов.

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова, тема 3.1. Номер ЦИТИС: АААА-А19-119012990111-7

Список литературы

1. Ren Z., M.Sitti // Nature Protocols, 2024, Vol. 19, 441-486.
2. Merkulov D.I., Pelevina D.A., Turkov V.A., Naletova V.A. // Meccanica, 2026, Vol. 61, 81.
3. Меркулов Д.И., Пелевина Д.А., Турков В.А., Налетова В.А. // Вестник Московского университета. Сер. I: Математика. Механика, 2025, № 4, 79–84.
4. Pelevina D.A., Sharova O.A., Turkov V.A., Naletova V.A. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2023, Vol. 587, 171252.
5. Меркулов Д.И., Пелевина Д.А., Турков В.А., Налетова В.А. // Вестник Московского университета. Серия I: Математика. Механика, 2023, № 1, 39–44.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАГРЯЗНЕНИЯ ДИСТИЛЛЯТА ЗА СЧЕТ КАПЕЛЬНОГО УНОСА ИСПАРЯЕМОЙ ЖИДКОСТИ

В.П. Жуков¹, И.А. Кокулин, В.Н. Виноградов, С.Д. Горшенин

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина»,
Россия, 153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34,
e-mail: zhukov-home@yandex.ru¹

Аннотация. В процессе дистилляции при интенсивном испарении жидкости капельный унос может приводить к негативным последствиям: загрязнению дистиллята. Исследование процесса формирования капель и определение их размера при испарении и конденсации жидкости в гетерогенных средах позволяет оценить капельный унос влаги и загрязнение дистиллята за счет капельного уноса, что является безусловно актуальной задачей.

Ключевые слова: капельный унос при испарении, размер капель, распределение капель по размерам, загрязнение дистиллята, поток массы и энергии.



ЖУКОВ Владимир Павлович, д.т.н., профессор, член диссертационных советов по защите кандидатских и докторских диссертаций. Является научным руководителем и исполнителем ряда проектов по новым методам математического моделирования процессов в дисперсных средах.



ГОРШЕНИН Сергей Дмитриевич, к.т.н., заведующий кафедрой тепловых электрических станций ИГЭУ. Специалист в области моделирования деаэрации и водоподготовки.

КОКУЛИН Илья Андреевич, аспирант кафедры тепловых электрических станций ИГЭУ. Имеет более 5 публикаций различного уровня, свидетельство о регистрации программ на ЭВМ.

ВИНОГРАДОВ Владимир Николаевич, к.т.н., доцент кафедры химии и химических технологий в энергетике. Специалист в области моделирования деаэрации и водоподготовки, имеет многочисленные публикации по этой проблематике.

Ранее нами была предложена матричная модель испарительной установки без учета капельного уноса жидкости при испарении [1]. При такой постановке задачи готовый продукт не содержит примесей и считается чистым дистиллятом. Данная модель позволяет оценить производительность испарительной установки по готовому продукту, но не дает представления о его качестве, что часто лимитирует возможность

его дальнейшего использования. Для оценки качества получаемого конденсата предлагается развитие ранее предложенного подхода на случай учета капельного уноса и соответствующего загрязнения примесями готового продукта.

Целью настоящего исследования является повышение эффективности работы испарительной установки (ИУ) путем разработки математической модели капельного уноса и ее использования для учета и уменьшения возможного загрязнения примесями готового продукта.

Для достижения поставленной цели последовательно решаются следующие задачи.

1. Расчет массопотоков перегретой очищаемой воды, пара и дистиллята в испарительной установке без учета капельного уноса.

2. Определение возможного уноса капель из испаряемой жидкости и распределения капель по размерам при интенсивном подводе тепловой энергии.

3. Расчет процесса сепарации капель по размеру в каплеуловителе, расположенном между чистым и грязным отсеками установки.

4. Определение содержания примесей в дистилляте (готовом продукте) по известному распределению капель по размерам и содержанию в них примесей.

5. Постановка и решение задачи повышения эффективности процесса тепломассообмена в испарительных установках в рамках предложенной модели.

Следует заметить, что концентрация примесей в исходном продукте, как правило, составляет около процента. Невысокие концентрации примесей позволяют последовательно решать задачи формирования массопотоков, капельного уноса жидкости при испарении, выделения крупных капель в каплеуловителе, определение содержания примесей в готовом продукте.

В ходе исследования сначала определяются расходы воды и пара в чистом и грязном отсеках без учета капельного уноса жидкости. Данная задача с использованием матричного подхода подробно рассмотрена и решена ранее [1]. Ниже приводятся основные итоговые формулы с комментариями, необходимыми для понимания построения модели с учетом капельного уноса жидкости.

Принцип работы ступени испарительной установки представлен на рис. 1, где показана схема потоков теплоносителей (а) и расчетная схема (б), которая используется при описании загрязнения дистиллята при капельном уносе жидкости.

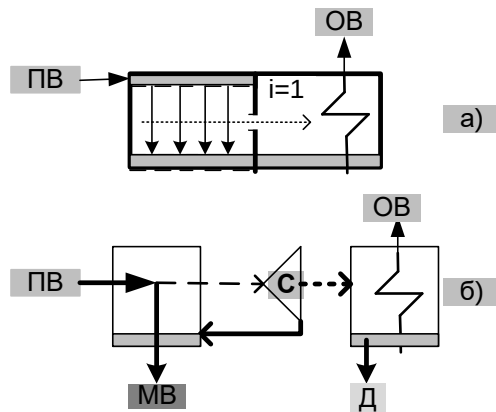


Рис. 1. Схема потоков теплоносителей в ступени испарительной установки (а) и расчетная схема каплеуловителя, размещенного между грязным и чистым отсеками (б): ПВ – перегретая вода; ОВ – охлаждающая вода; МВ – минерализованная вода; Д – дистиллят; С – сепаратор капель или каплеуловитель

Каждая ступень испарительной установки состоит из двух отсеков: грязного и чистого. Перегретая вода (ПВ) сначала поступает в грязный отсек, где она частично испаряется. Образовавшийся при этом пар направляется через сепаратор капель (С) в чистый отсек ступени для конденсации, которая реализуется за счет теплообмена с охлаждающей водой (ОВ). Неиспарившаяся минерализованная вода (МВ) из грязного отсека направляется в следующую ступень с пониженным давлением, где процесс повторяется. Образовавшийся в чистом отсеке дистиллят (Д) стекает вниз и попадает в следующую по ходу его движения ступень.

Общая модель процесса тепломассообмена в двух отсеках ступени при условии конденсации пара в чистом отсеке записывается [1] в матричном виде:

$$\mathbf{B}\mathbf{X} = \tilde{\mathbf{X}}, \quad (1)$$

где

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} 0 & a_3 & -a_3 & 0 & a_5 \\ 0 & 1-a_4 & a_4 & -1 & 0 \\ 1 & -1 & 0 & 0 & -r/c \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}; \mathbf{X} = \begin{pmatrix} t_1 \\ t_{1n} \\ t_{20} \\ t_2 \\ x \end{pmatrix}; \tilde{\mathbf{X}} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \tilde{t}_1 \\ \tilde{t}_{20} \end{pmatrix};$$

$$a_1 = k/r/G_{1p}; a_2 = k/c/G_2; a_3 = (\exp(-a_2 F) - 1)/a_2;$$

$a_4 = \exp(-a_2 F)$; $a_5 = r * G_1 / k$; t_1 – температура перегретой воды; t_{1n} – температура насыщения при давлении в ступени; c – удельная теплоемкость; r – удельная теплота парообразования; G_{1p} – расход пара, образовавшегося в грязном отсеке; G_1 – расход перегретой воды на входе в грязный отсек; x – степень сухости пара; F – площадь поверхности теплообмена; k – коэффициент теплопередачи; G – расход теплоносителя; индекс 1 относится к перегретой воде и пару, 2 – к охлаждающей воде. Буквенное обозначение с волной соответствует известному численному значению соответствующего параметра.

Система линейных уравнений (1) относительно пяти неизвестных дополняется двумя замыкающими соотношениями, с помощью которых можно задать численные значения двух любых параметров.

Для моделирования каплеуловителя предлагается использовать кривую разделения каплеуловителя $\phi(i)$, каждое значение которой показывает вероятность попадания в чистый отсек капель размера i . Для аппроксимации кривой разделения используется известная из литературы [2-4] S-образная кривая вида

$$\phi_i = \frac{1}{1 + (i/i_{гр})^{k_s}}, \quad (2)$$

где $i_{гр}$ – граничный размер капель, для которого вероятность попадания в чистый отсек равна 0,5; k_s – параметр эффективности разделения.

Распределение по размерам капель, поступающих после каплеуловителя в чистый отсек f_{3i} , определяется, согласно [2-4] выражением

$$f_{3i} = f_{1i} \phi_i / \bar{\phi}, \quad (3)$$

$$\bar{\phi} = \sum f_{1i} \phi_i; \quad (4)$$

где f_{1i} – распределение капель по размерам в грязном отсеке [1]; $\bar{\phi}$ – массовая доля капель, перешедших в чистый отсек.

Зная распределение капель по размерам в грязном отсеке, можно определить по (3)–(4) распределение капель по размерам в чистом отсеке.

Дополнительно получены результаты расчета распределения капель по размерам при варьировании подведенной энергии на испарение в более широком диапазоне: от нулевого значения до энергии полного испарения порции. Результаты расчета процесса испарения выделенной порции воды рассчитаны в виде зависимости относительного среднего размера капель от доли энергии, затраченной на испарение. Доля энер-

гии варьируется от нуля (нет испарения) до единицы (полное испарение). При этом средний размер капль соответственно уменьшается от единицы (размер капли равен размеру порции) до практически нулевого размера (размер молекулы). Доля энергии на испарение характеризуется через отношение числа разорванных связей к числу таких связей, соответственно относительный размер капль представлен отношением среднего размера капль к максимальному.

На рис. 2 приведена зависимость содержания примесей в дистилляте от температуры охлаждающей воды на входе в ИУ (t_{ov}) без установки и с установкой каплеуловителей.

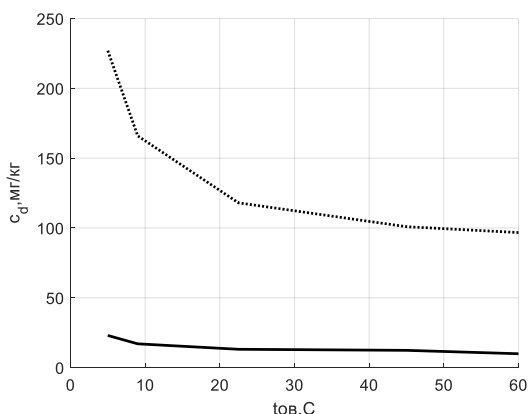


Рис. 2. Зависимость содержания примесей в дистилляте от температуры охлаждающей воды на входе в МИУ (t_{ov}) без установки (пунктирная линия) и с установкой (сплошная линия) каплеуловителей в ступени

Результаты расчетного анализа показали, что повышение температуры с 5 до 60 °C существенно уменьшает солесодержание дистиллята на выходе без установки каплеуловителя с 227 до 97 мг/кг, а с установкой каплеуловителя – с 23 до 9,9 мг/кг, что совпадает с опубликованными данными [4,5,6] и подтверждает достоверность предложенной модели.

Анализ представленных результатов показывает, что наличие каплеуловителя существенным образом уменьшает солесодержание в готовом продукте. Данные результаты хорошо согласуются с известными опубликованными данными, что позволяет использовать представленный подход для практического применения.

Выводы. Разработанная модель процесса тепломассообмена применительно к испарительным установкам мгновенного вскипания позво-

ляет формулировать и решать задачи по эффективной организации процессов тепломассообмена в ИУ различного назначения, что служит, в свою очередь, основой для постановки и решения задач по выбору оптимальных конструктивных и режимных параметров водоподготовительных установок с ИУ.

Список литературы

1. Жуков В. П., Кокулин И.А., Виноградов В.Н. Моделирование и расчет процесса тепломассообмена в многоступенчатых многопоточных испарителях мгновенного вскипания. Вестник ИГЭУ. 2023. № 1.
2. Mizonov V.E., Zhukov V.P. Simulation of Grinding: new Approaches. Ivanovo, 1997. 108 с.
3. Жуков В.П., Барочкин Е.В. Системный анализ энергетических тепломассообменных установок. Иваново, 2009. 176 с.
4. Simulation of Droplet Entrainment in Multistage Flash Evaporating Units / V.P. Zhukov, I.A. Kokulin, V.N. Vinogradov, A.E. Barochkin // Thermal Engineering. 2023. Vol. 70, No. 11. P. 957–963.
5. Матричная формализация расчета многоступенчатой испарительной установки мгновенного вскипания / В.П. Жуков, А.В. Мошкарин, Е.В. Барочкин и др. // Состояние и перспективы развития электротехнологии: сб. науч. тр. Междунар. науч.-техн. конф. (XI Бенардосовские чтения), Иваново, 2003. С. 182.
6. Мошкарин А.В., Мошкарин А.А. Анализ схем испарительных установок тепловых электростанций. Иваново, 2007. 271 с.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТОЛЩИНЫ ПЛЕНОЧНОГО ТЕЧЕНИЯ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

С.А. Сомов¹, О.С. Крыласова, А.С. Иванов

«Институт механики сплошных сред Уральского отделения Российской академии наук» – филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Пермского федерального исследовательского центра

Уральского отделения Российской академии наук,

Россия, 614013, г. Пермь, ул. Академика Королева, д. 1

e-mail: somov.s@icmm.ru¹

Аннотация. Разработана и изготовлена экспериментальная установка для исследования пленочного течения магнитной жидкости и измерения толщины формируемого жидкостного слоя в условиях, моделирующих процесс сканирования поверхности ультразвуковым датчиком. Установка позволяет воспроизводить движение датчика относительно исследуемой поверхности и проводить количественные измерения толщины пленки магнитной жидкости оптическим методом. Полученные результаты создают основу для дальнейшего исследования возможности применения магнитной жидкости в качестве контактной среды при ультразвуковой дефектоскопии.

Ключевые слова: магнитная жидкость, пленочное течение, ультразвуковая дефектоскопия



СОМОВ Сергей Андреевич окончил ПГНИУ в 2018 году по направлению подготовки магистров «Радиофизика». В 2022 году окончил аспирантуру по специальности «Механика жидкости, газа и плазмы». В настоящее время является инженером лаборатории «Динамики дисперсных систем»



КРЫЛАСОВА Ольга Сергеевна окончила ПГНИУ в 2025 году по направлению подготовки магистров «Прикладные математика и физика». В настоящее время продолжает обучение в аспирантуре ПФИЦ УрО РАН и является инженером лаборатории «Динамики дисперсных систем» ИМСС УрО РАН.



ИВАНОВ Алексей Сергеевич окончил ПГУ по специальности «Радиофизика» в 2006 году. В 2023 году защитил диссертацию на соискание ученой степени д.ф.-м.н. по теме «Гидродинамика капельных агрегатов и немагнитных тел, погруженных в магнитную жидкость». В настоящее время является заведующим лаборатории «Динамики дисперсных систем» ИМСС УрО РАН.

Ультразвуковая дефектоскопия является одним из наиболее распространенных методов неразрушающего контроля, основанным на регистрации отраженных ультразвуковых волн для обнаружения внутренних дефектов изделий. Для эффективной передачи ультразвуковых колебаний между преобразователем и поверхностью контролируемого объекта используется контактная среда, обеспечивающая акустический контакт.

В качестве перспективной контактной среды может быть использована магнитная жидкость [1]. Благодаря своим магнитоуправляемым свойствам она способна удерживаться в рабочем зазоре магнитной системой, встроенной в корпус датчика, что позволяет уменьшить потери контактной жидкости при сканировании поверхности и обеспечить стабильность акустического контакта. Для практического применения такого подхода необходимо исследовать процессы формирования и течения пленочного слоя магнитной жидкости, а также определить влияние режимов движения датчика на толщину образующейся пленки.

Целью настоящей работы является разработка и создание экспериментальной установки, позволяющей моделировать процесс сканирования поверхности ультразвуковым датчиком и измерять толщину пленочного слоя магнитной жидкости при различных режимах движения.

Экспериментальная установка была создана на базе серийного 3D-принтера, конструкция которого была модифицирована для решения поставленной задачи. Из принтера были демонтированы печатная головка и нагревательный стол, после чего на его основании была установлена стеклянная пластина, выполняющая роль исследуемой поверхности. Система подачи магнитной жидкости включает резервуар, расположенный ниже уровня датчика, благодаря чему жидкость самотеком поступает по фторопластовому капилляру к немагнитной трубке, встроенной в корпус измерительной головки.

Внутри головки размещена магнитная система, состоящая из однокольцевого цилиндрического постоянного магнита, обеспечивающего удержание магнитной жидкости в рабочем зазоре. Все элементы конструкции, расположенные вблизи магнитной системы, изготовлены из немагнитных материалов, что исключает искажение магнитного поля. Управление перемещением датчика осуществляется штатными средствами программного обеспечения 3D-принтера, что позволяет задавать скорость, траекторию и другие параметры движения с высокой точностью.

Для измерения толщины слоя магнитной жидкости установка дополнена оптической измерительной системой. Излучение лазера после прохождения через обтюратор направляется системой зеркал через

пленку магнитной жидкости и регистрируется фотодиодом. Ослабление интенсивности лазерного излучения, обусловленное прохождением через слой магнитной жидкости, измеряется с использованием аналого-цифрового преобразователя LA-i24USB. Толщина пленки определяется по зарегистрированному ослаблению света в соответствии с законом Бугера–Ламберта–Бера.

Работа выполнена в рамках крупного научного проекта при финансовой поддержке Минобрнауки России (соглашение № 075-15-2024-535 от 23.04.2024).

Список литературы

1. Korovin, V.M., Raikher Yu.L. Increasing reliability of ultrasonic nondestructive testing by magnetofluidic acoustic contact // European Journal of Non-Destructive Testing. 1992. Vol. 2, No. 2. P. 43-46.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛЕНОЧНОГО ТЕЧЕНИЯ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

О.С. Крыласова¹, С.А. Сомов, А.С. Иванов

«Институт механики сплошных сред Уральского отделения Российской академии наук» - филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Пермского федерального исследовательского центра

Уральского отделения Российской академии наук,

Россия, 614013, г. Пермь, ул. Академика Королева, д. 1

e-mail: krylasova.o@icmm.ru¹

Аннотация. В работе экспериментально исследуются расходные характеристики пленочного течения магнитной жидкости. В рамках исследования были измерены коэффициенты поглощения и толщина пленочного слоя трех образцов магнитной жидкости с разной объемной долей твердой фазы. Установлена квадратичная зависимость расхода пленочного течения от скорости движения поверхности. Полученные в рамках работы результаты могут быть полезны при работе с магнитной жидкостью в качестве контактной среды в задачах ультразвуковой дефектоскопии.

Ключевые слова: магнитная жидкость, пленочное течение, ультразвуковая дефектоскопия



КРЫЛАСОВА Ольга Сергеевна окончила ПГНИУ в 2025 году по направлению подготовки магистров «Прикладные математика и физика». В настоящее время продолжает обучение в аспирантуре ПФИЦ УрО РАН и является инженером лаборатории «Динамики дисперсных систем» ИМСС УрО РАН.



СОМОВ Сергей Андреевич окончил ПГНИУ в 2018 году по направлению подготовки магистров «Радиофизика». В 2022 году окончил аспирантуру по специальности «Механика жидкости, газа и плазмы». В настоящее время является инженером лаборатории «Динамики дисперсных систем»



ИВАНОВ Алексей Сергеевич окончил ПГУ по специальности «Радиофизика» в 2006 году. В 2023 году защитил диссертацию на соискание ученой степени д.ф.-м.н. по теме «Гидродинамика капельных агрегатов и немагнитных тел, погруженных в магнитную жидкость». В настоящее время является заведующим лаборатории «Динамики дисперсных систем» ИМСС УрО РАН.

Одним из возможных перспективных применений магнитной жидкости является ультразвуковая дефектоскопия – это метод выявления дефектов с помощью эхозондирования. Для усиления сигнала в зазоре между поверхностью проверяемого изделия и датчиком можно использовать контактную жидкость. Использование магнитной жидкости в качестве контактной имеет ряд преимуществ [1], благодаря сочетанию текучести и возможности управления ей магнитным полем. Для последующего практического применения требуется знать свойства образующегося в процессе сканирования пленочного течения, чтобы обеспечить стабильный акустический контакт, а также его расходные характеристики. В работе [2] рассматривается гидродинамическая задача, в результате решения которой были получены соотношения, определяющие зависимость расхода магнитной жидкости от скорости движения границы, высоты зазора и конфигурации магнитного поля.

Цель этого исследования - экспериментально установить расходные характеристики пленочных течений магнитной жидкости.

Исследование проводилось на сконструированном комплексе установок для измерения коэффициентов поглощения магнитной жидкости и измерения толщины слоя магнитной жидкости, образованного в результате пленочного течения. В качестве магнитной системы был использован цилиндрический магнит, позволяющий удерживать магнитную жидкость в зазоре без возникновения воздушных полостей. Оптическая система комплекса позволяет направлять луч лазера на слой магнитной жидкости. При прохождении луча через слой магнитной жидкости часть света поглощается или рассеивается, что влияет на сигнал фотодиода. Измерение падения уровня сигнала осуществлялось с помощью АЦП La-i24USB. Коэффициент поглощения магнитной жидкости, а затем и толщина слоя определялись в соответствии с законом Бугера-Ламберта-Бера.

В эксперименте было использовано три образца магнитной жидкости типа «магнетит-керосин-олеиновая кислота» с разной объемной долей твердой магнитной фазы, полученные разбавлением керосином более высокодисперсного образца. Измерение толщины тонкого слоя магнитной жидкости производилось при фиксированной высоте зазора, равной 1 мм, и разных скоростях движения границы. Как показали измерения, толщина слоя пленки магнитной жидкости определяется непосредственно параметрами жидкости: её вязкостью, намагнитченностью насыщения, дисперсным составом, а также скоростью перемещения датчика. Была установлена квадратичная зависимость расхода магнитной жидкости Q от скорости сканирования поверхности v .

Работа выполнена в рамках крупного научного проекта при финансовой поддержке Минобрнауки России (соглашение № 075-15-2024-535 от 23.04.2024).

Список литературы

1. Korovin, V.M., Raikher Yu.L. Increasing reliability of ultrasonic nondestructive testing by magnetofluidic acoustic contact // European Journal of Non-Destructive Testing. 1992. Vol. 2, No. 2. P. 43-46.
2. Goldobin D.S., Raikher Yu.L. Entrainment of magnetic fluid by a moving boundary of a plane gap // Physics of Fluids. 2026. Vol. 38.

О ПОНДЕРОМОТОРНЫХ СИЛАХ, ДЕЙСТВУЮЩИХ НА ПРОВОДНИК С ТОКОМ, ПОГРУЖЕННЫЙ В МАГНИТНУЮ ЖИДКОСТЬ С ЛИНЕЙНЫМ ЗАКОНОМ НАМАГНИЧИВАНИЯ

А.С. Иванов ¹, М.А. Косков

«Институт механики сплошных сред Уральского отделения Российской академии наук» - филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Пермского федерального исследовательского центра

Уральского отделения Российской академии наук,

Россия, 614013, г. Пермь, ул. Академика Королева, д. 1

e-mail: lesnichiy@icmm.ru ¹

Аннотация. Экспериментально, численно и аналитически исследуется магнитная пондеромоторная сила, действующая на проводник с током, погруженный в магнитную жидкость. Работа носит фундаментальный и методологический характер. Рассматривается серия классических магнитостатических задач, показывается, что логические рассуждения часто приводят к неправильным результатам (опровергаются экспериментально). Подробно исследуется случай пондеромоторной силы Лоренца, действующей на проводник с током, помещённый в жидкий магнетик. Объясняется, почему игнорирование агрегатного состояния вещества приводит к ошибке в задаче о силе Лоренца, а учёт всех механических сил, наоборот, позволяет получить корректный результат, наблюдаемый экспериментально.

Ключевые слова. Магнитная жидкость, сила Лоренца, магнитная пондеромоторная сила.



ИВАНОВ Алексей Сергеевич, д.ф.-м.н., доцент по специальности «механика жидкости, газа и плазмы», окончил ПГУ по специальности «Радиофизика» в 2006 году. В настоящее время является заведующим лаборатории «Динамики дисперсных систем» ИМСС УрО РАН.



КОСКОВ Михаил Андреевич, к.ф.-м.н., окончил ПГНИУ в 2021 году по направлению магистратуры «Прикладные математика и физика». В настоящее время научный сотрудник лаборатории «Динамики дисперсных систем» ИМСС УрО РАН.

Введение. Фундаментальные эксперименты с магнитными жидкостями [1] проводятся в учебных и научных организациях по нескольким причинам. С одной стороны, магнитные жидкости интересны магнит-

ными явлениями, имеющими природу микро- и мезоскопического масштаба – межчастичные корреляции, диполь-дипольные взаимодействия, агрегирование, магнитофорез и т. п. С другой стороны, характерной для прикладных задач, магнитные жидкости интересны как макроскопический жидкий магнетик, чьим механическим течением можно управлять макроскопическими внешними магнитными полями.

Предлагаемая работа посвящена экспериментальному измерению и теоретическому обоснованию пондеромоторной магнитомеханической силы, действующей на проводник с током, погружённый в жидкий магнетик с линейным законом намагничивания, в качестве которого выступает магнитная жидкость, намагниченная слабым полем.

Описание эксперимента.

Проведена серия экспериментов, направленных на измерение силы Лоренца, действующей на прямолинейный проводник с током, погруженный в магнитную жидкость. Тестовый горизонтальный проводник припаивался к жестким вертикальным проводам, укрепленным в подвесе динамометра (рис. 1, а).

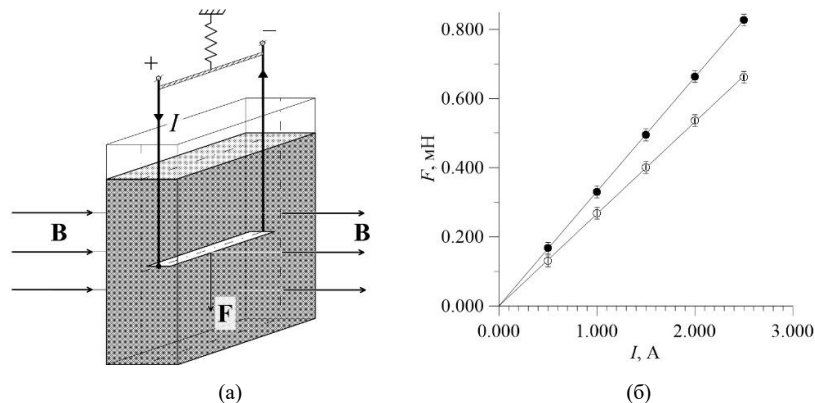


Рис. 1. а) принципиальная схема экспериментальной установки; б) сила Ампера F в зависимости от величины тока I в тестовом проводнике при фиксированном токе в катушках Гельмгольца. Светлыми символами показаны результаты измерений силы, действующей на проводник в воздухе, темными – силы, действующей на проводник, погруженный в феррожидкость. Сплошные линии – линейная аппроксимация

Система погружалась в кювету в форме плоского вертикального слоя, заполненную магнитной жидкостью. Однородное горизонтальное магнитное поле, созданное катушками Гельмгольца (на рис. 1(а) не показаны), пронизывало слой. В опытах варьировалась величина постоянного тока в тестовом проводнике. Контрольные опыты проводились с пустой кюветой.

Пример результатов измерений показан на рис. 1(б). Ожидаемо, сила Лоренца, действующая на проводник в магнитной жидкости, больше, чем на проводник в воздухе, из-за бóльшей индукции магнитного поля. Также в экспериментах не обнаружено зависимости силы Лоренца от формы проводника. Иными словами, сила, действующая на носители заряда в проводнике, не зависела от размагничивающего фактора полости, вытесняемой этим проводником в жидкости.

Теоретическое описание. Основной вопрос, потребовавший теоретического обоснования, заключался в том, что эксперимент показал интуитивно непонятный результат — сила Лоренца не зависит от ориентации ленточного проводника с током. При этом, когда нормаль к поверхности ленты $\mathbf{n}$ ориентирована вдоль (рис. 2 слева) внешних силовых линий поля $\mathbf{B}$, то, следуя граничным условиям для нормальной компоненты этого вектора, поле $\mathbf{B}$ внутри токопроводящей ленты равняется полю внутри магнитной жидкости. Если же нормаль к поверхности ленты $\mathbf{n}$ ориентирована поперек (рис. 2 по центру) внешних силовых линий поля $\mathbf{B}$, то поле магнитной индукции внутри ленты значительно меньше, что легко подтвердить элементарным численным моделированием в 2D постановке, выполненной в программе FEMM (рис. 2).

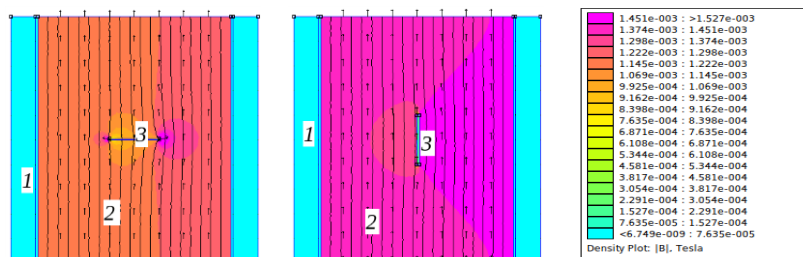


Рис. 2. Расчёт индукции магнитного поля в с поперечным (слева) и продольным (в центре) расположении пластинки с током 3, погружённой в магнетик 2 с восприимчивостью 10. 2D-соленоид окружен воздухом 1

Исходя из общепринятого подхода, что сила Лоренца определяется интегралом векторного произведения $(\mathbf{j} \times \mathbf{B})$ по объёму проводника, где $\mathbf{j}$ – вектор плотности тока в проводнике, а $\mathbf{B}$ – индукция внешнего поля, приложенного к нему, можно получить неправильный ответ, противоречащий эксперименту. Так, в случае рис. 2а и рис 2б предсказывается сила, отличающаяся в несколько раз, в то время как в эксперименте силы равны.

Ключ к объяснению эксперимента заключается в рассмотрении магнитного поля, которое дополнительно возникает внутри магнитной жидкости из-за ненулевого тока проводимости в рамке (рис. 3).

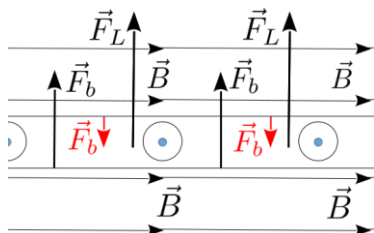


Рис. 3. Поверхностные и объемные пондеромоторные силы, действующие на проводник с током в магнитной жидкости

При таком расположении проводника и силовых линий внешнего поля видно, что поле, создаваемое проводником, складывается по одну его сторону, а по другую – вычитается (на рис. 3 поле сверху проводника меньше, чем под ним). В результате сила плавучести Розенцвейга, представляющая собой интеграл по поверхности тела от магнитного давления, которое в свою очередь представляет собой интеграл от MdH [2], – будет больше снизу (вектора F_b черного цвета), чем сверху (вектора F_b красного цвета). В результате, дополнительно к обычной силе Лоренца (на рис. 3 обозначена F_L), на такой проводник начинает действовать дополнительная сила, обусловленная исключительно агрегатным состоянием (жидким) магнетика, окружающего проводник. В твердом магнетике этой силы нет, поэтому численное моделирование в FEMM не позволяет найти правильный ответ. Во-вторых, отметим, что эта сила, в случае, если магнитная жидкость обладает линейным законом намагничивания, в точности равна IM , умноженное на магнитную постоянную, т. е. в сумме с силой Лоренца, записанной через поле H , даст «классическое» выражение IB .

Работа выполнена в рамках государственного задания, рег. номер темы 126020916888-9.

Список литературы

1. Шлиомис М.И. Магнитные жидкости // Успехи физических наук, 1974. т. 112, вып. 3. С. 427-458.
2. Розенцвейг Р. Феррогидродинамика. Мир: Москва, 1989.

СИДЯЩИЕ И ВИСЯЩИЕ КАПЛИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ НА НАМАГНИЧЕННОЙ СФЕРЕ

К.Л. Согомонян, А.С. Виноградова¹

Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего образования «Московский государственный
университет имени М.В. Ломоносова»

Россия, 119991, г. Москва, Ленинские горы, д. 1

e-mail: alexandra.vinogradova@imec.msu.ru¹

Аннотация. В данной работе теоретически изучены равновесные формы сидящих и висящих капель магнитной жидкости на сфере, намагниченной внешним однородным магнитным полем. Форма капли однозначно определяется балансом трех сил: гравитационной, магнитной и поверхностного натяжения. Построены зависимости объема капли от ее высоты при различных значениях напряженности приложенного вертикального магнитного поля. Показано, что при фиксированном значении поля существует максимальный объем капли, который может удерживаться магнитным полем сферы.

Ключевые слова: магнитная жидкость, свободная поверхность, капля, смачивание, магнитное поле, намагниченная сфера.



СОГОМОНЯН Ксения Леоновна окончила механико-математический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова в 2023 году. Имеет 14 научных публикаций, в том числе 3 статьи в реферируемых журналах, из которых 2 статьи в иностранных журналах. В настоящее время является аспирантом механико-математического факультета МГУ и ведущим инженером лаборатории физико-химической гидродинамики НИИ Механики МГУ.



ВИНОГРАДОВА Александра Сергеевна окончила механико-математический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова в 2010 году. В 2017 году защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по теме: «Влияние смачивания на форму поверхности магнитной жидкости в неоднородных магнитных полях». Имеет более 80 научных публикаций, в том числе 17 статей в реферируемых журналах, из которых 15 – в иностранных журналах. В настоящее время является с.н.с. лаборатории физико-химической гидродинамики НИИ Механики МГУ.

Введение. Кривизна подложки влияет на форму, устойчивость и видимый контактный угол сидящих и висящих капель. Капли немагнитных жидкостей на криволинейных поверхностях изучены достаточно хорошо, включая смачивание сидящей капли на сфере [1]. Поверхность магнитной жидкости (МЖ) в магнитном поле намагниченной сферы исследовалась экспериментально и теоретически, например, в [2-5], но в

этих статьях МЖ заполняла сосуд, а не образовывала каплю на сфере. В данной работе теоретически исследуются сидящие и висящие капли МЖ на сфере, намагниченной внешним однородным вертикальным магнитным полем.

Постановка и решение задачи. Рассматривается задача о равновесии осесимметричной капли несжимаемой, однородной, изотермической МЖ, сидящей на неподвижной намагничивающейся сфере радиусом R_b , в приложенном однородном вертикальном магнитном поле напряженностью H_∞ , с учетом сил тяжести и поверхностного натяжения (см. рис. 1), где g – ускорение свободного падения. Капля МЖ окружена немагнитной средой. Индексы f , s и b обозначают МЖ, окружающую среду и сферу, соответственно. Система координат (x, y, z) введена так, что точка $O(0, 0, 0)$ совпадает с центром сферического тела, ось z вертикальна, а ось x горизонтальна.

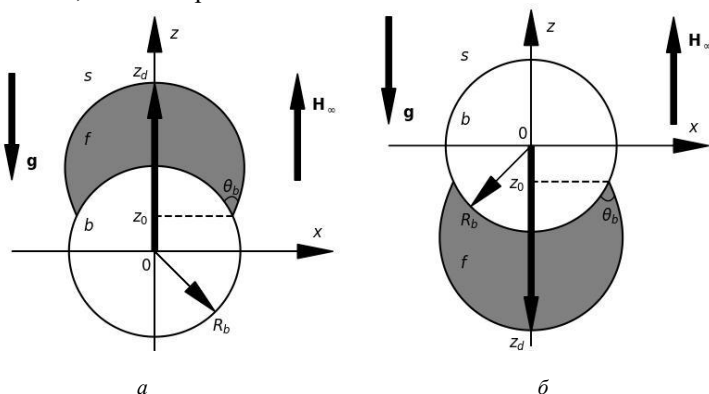


Рис. 1. а) Сидящая и б) висящая капли МЖ на сфере в вертикальном магнитном поле (сечение плоскостью $y = 0$)

Будем считать, что намагниченность МЖ равновесная [6]: $M_f = \chi(H)H$, при этом $M_f = M_f(H)$. Здесь χ – магнитная восприимчивость, H – напряженность магнитного поля.

Выпишем уравнения гидростатики для покоящихся жидкостей [6]:

$$-\vec{\nabla} p_i + M_i(H)\vec{\nabla} H + \rho_i \vec{g} = \vec{0}, \quad i = f, s, \quad (1)$$

где p – давление в жидкости, M – намагниченность жидкости ($M_s = 0$), ρ – плотность жидкости. Динамическое соотношение на поверхности $z = h(x, y)$ раздела двух сред имеет вид [6]:

$$[-p - 2\pi M_n^2]_f^s = \pm 2\sigma K, \quad (2)$$

где скачок $[A] = A_s - A_f$, M_n – нормальная составляющая намагниченности, σ – коэффициент межфазного натяжения, который считается постоянным, $K = K(h', h'')$ – средняя кривизна поверхности.

Из уравнений (1) и (2) в безындукционном приближении ($H \gg 4\pi M_f$) получаем следующее уравнение для определения $z = h(x, y)$:

$$C - (\rho_f - \rho_s)gz + P(H) = \pm 2\sigma K, P = \int_0^H M_f(H)dH, C = p_{0f} - p_{0s}. \quad (3)$$

Здесь H – магнитное поле намагниченной сферы, не искаженное МЖ (см. рис. 2). Модуль магнитного поля $H = H(x, y, z)$ вне намагниченной сферы в приложенном однородном вертикальном магнитном поле H_∞ имеет следующий вид [7]:

$$H = H_\infty \sqrt{\frac{9z^2(x^2+y^2)D^2}{(x^2+y^2+z^2)^5} + \left(1 + \frac{D}{(x^2+y^2+z^2)^{3/2}} - \frac{3z^2D}{(x^2+y^2+z^2)^{5/2}}\right)^2}, \quad (4)$$

где $D = R_b^3(1 - \mu_b)/(2 + \mu_b)$, а μ_b – магнитная проницаемость сферы.

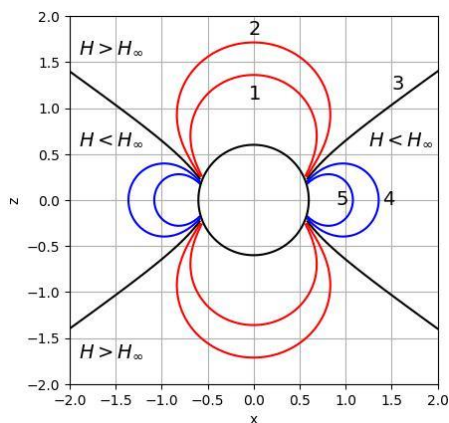


Рис. 2. Изолинии модуля магнитного поля H : 1 – $H = 7H_\infty/6$, 2 – $H = 13H_\infty/12$, 3 – $H = H_\infty$, 4 – $H = 11H_\infty/12$, 5 – $H = 5H_\infty/6$

Для численного моделирования взяты параметры слабоконцентрированной МЖ на основе силиконового масла с (заявленной) объемной концентрацией 2,3 % частиц Fe_3O_4 , покрытых олеиновой кислотой, со средним диаметром около 10 нм. МЖ была синтезирована в ИГЭУ (г. Иваново) с плотностью $\rho_f = 1,076$ г/см³. Кривая намагничивания $M_f = M_f(H)$ МЖ измерена методом дифференциальной прогонки [8] в

ИМСС УрО РАН (г. Пермь). Интерполяция данных измерений проводилась модифицированной дробно-линейной аппроксимацией Висловича [9]:

$$M_f = \frac{M_c}{2\nu} \left[\sqrt{\left(\nu + 1 + \frac{H}{H_c} \right)^2 - 4\nu} + \nu - 1 - \frac{H}{H_c} \right], \quad (5)$$

где M_c , ν и H_c – параметры подгонки, определяемые методом наименьших квадратов. При аппроксимации $M_f = M_f(H)$ в полном диапазоне следует положить $M_c = M_s$, где M_s – намагниченность насыщения. ν – это параметр нелинейности кривой обратной магнитной восприимчивости. Характеристическое поле H_c определяется из условия оптимальной аппроксимации. Начальную магнитную восприимчивость χ_0 можно найти, взяв предел при $H \rightarrow 0$:

$$\chi_0 = \frac{dM_f}{dH} \Big|_{H=0} = \frac{M_c}{H_c(1-\nu)}. \quad (6)$$

Для измеренной кривой намагничивания: $M_c=9.4$ Гс, $\nu = 0.26$, $H_c = 226.5$ Э, $\chi_0=0.056$.

Уравнение (3) для определения статической формы поверхности МЖ $z = h(x, y)$ имеет аналитические решения в следующих случаях: 1) $\sigma = 0$, $\rho_f = \rho_s$; 2) $\sigma = 0$, $\rho_f \neq \rho_s$; 3) $\sigma \neq 0$, $\rho_f = \rho_s$, и может быть решено численно в случае 4) $\sigma \neq 0$, $\rho_f \neq \rho_s$.

Аналитическое решение при $\sigma = 0$. Без учета поверхностного натяжения константу C в уравнении (3) можно определить, например, задав точку (x_0, y_0, z_0) , принадлежащую поверхности МЖ:

$$C = \int_0^{H_0} M_f(H) dH - g z_0 (\rho_f - \rho_s), \quad (7)$$

где $H_0 = H(x_0, y_0, z_0)$.

Расчеты выполнены на языке программирования Python для следующих фиксированных размерных значений параметров задачи: $R_b = 0,6$ см, $\mu_b = 100$, $\mu_s = 1$, $g = 981$ см/с². В расчетах варьируются следующие параметры: ρ_s , H_∞ и z_0 – координата нижней точки касания сферы поверхностью сидящей/висящей на ней капли МЖ, а вычисляются объем V_f и z_d – высота капли (расстояние от центра сферы до максимально удаленной точки на поверхности МЖ) (рис. 1).

На рис. 3 представлены зависимости безразмерного объема $V_f^* = V_f/V_b$, где $V_b = 4\pi R_b^3/3$, от безразмерной высоты $z_d^* = z_d/R_b$.

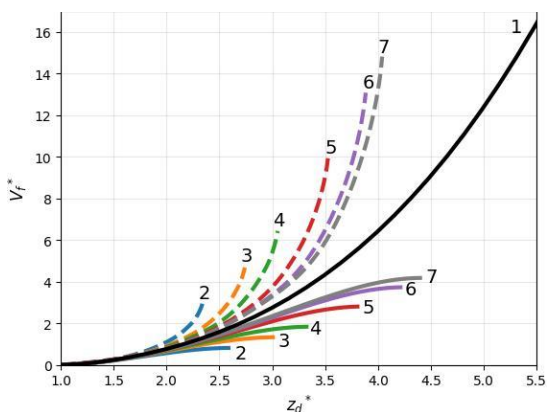


Рис. 3. Зависимости объема V_f^* от высоты z_d^* сидящих (штриховая линия) и висящих (сплошная линия) капель МЖ: 1 – $\rho_s = \rho_f$, и в воде 2 – $H_\infty = 100$ Э; 3 – $H_\infty = 150$ Э; 4 – $H_\infty = 200$ Э; 5 – $H_\infty = 300$ Э; 6 – $H_\infty = 400$ Э; 7 – $H_\infty = 450$ Э

В случае гидроневесомости ($\rho_s = \rho_f$) поверхность МЖ совпадает с изолиниями магнитного поля $H_\infty = \text{const}$ (см. рис. 2), то есть объем удерживаемой на сфере МЖ не зависит от H_∞ и неограниченно растет (см. линию 1 на рис. 3). Когда МЖ окружена водой, на каждой линии $H_\infty = \text{const}$ существует максимальный объем $V_{\max}^*$ капли МЖ на сфере. Из рис. 3 видно, что для каждого фиксированного объема $V_f^* = \text{const}$ при уменьшении поля капля под действием силы тяжести опускается ниже (для сидящей/висящей капли z_d^* уменьшается/увеличивается). Наконец, существует критическое значение поля H_∞^{cr} , при котором такой объем $V_{\max}^*$ больше не может удерживаться магнитным полем сферы. Рис. 3 также показывает, что висящие капли, которые могут удерживаться на сфере, меньшего объема, чем сидящие.

На рис. 4 приведены зависимости $V_{\max}^*$ от H_∞ в воде и воздухе, см. линии 1 и 2, соответственно. Для построения взяты точки $(H_\infty, V_{\max}^*)$ обрыва кривых $V_f^* = V_f^*(z_d^*)$ при $H_\infty = \text{const}$, полученные на рис. 3. Оказалось, что $V_{\max}^*$ линейно зависит от H_∞ и существует минимальное значение напряженности поля $H_\infty^{\min}$, необходимое для удержания сколь угодно малой капли МЖ на сфере. Из рис. 4 видно, что при одном и том же значении напряженности магнитного поля в воздухе могут удерживаться капли меньшего объема, чем в воде. Также рис. 4 показывает, что для удержания сколь угодно малой капли МЖ в воздухе необходимо большее пороговое значение поля $H_\infty^{\min}$, чем в воде.

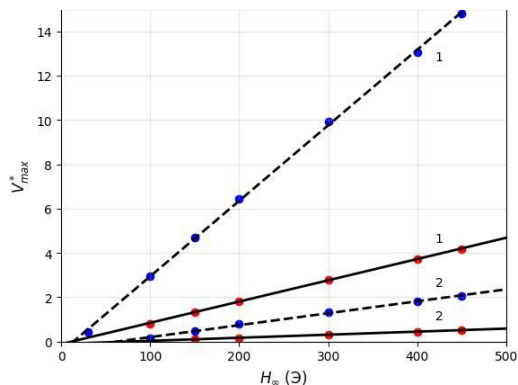


Рис. 4. Зависимости объема $V_{\max}^*$ от напряженности H_x для сидящих (штриховая линия) и сидящих (сплошная линия) каплей МЖ: в 1 – воде и 2 – воздухе.

Численное решение при $\sigma \neq 0$. С учетом поверхностного натяжения уравнение (3) является обыкновенным нелинейным дифференциальным уравнением второго порядка относительно неизвестной функции $z = h(r)$. При этом на сфере задан краевой угол смачивания θ_b . Уравнение (3) можно свести к системе трех нелинейных дифференциальных уравнений первого порядка, введя натуральную параметризацию кривой $z = h(r)$ [4]. Задача с граничными условиями сводится к задаче Коши с использованием метода пристрелки. Задача Коши решается методом Рунге-Кутты четвертого порядка.

На рис. 5 при $\sigma = 35$ дин/см приведены зависимости $V_f^* = V_f^*(z_d^*)$ для сидящих капель при а) $H_x = 100$ Э и б) $H_x = 400$ Э. Видно, что в сильных магнитных полях даже с учетом разных краевых углов на сфере форма капли в основном определяется магнитной силой.

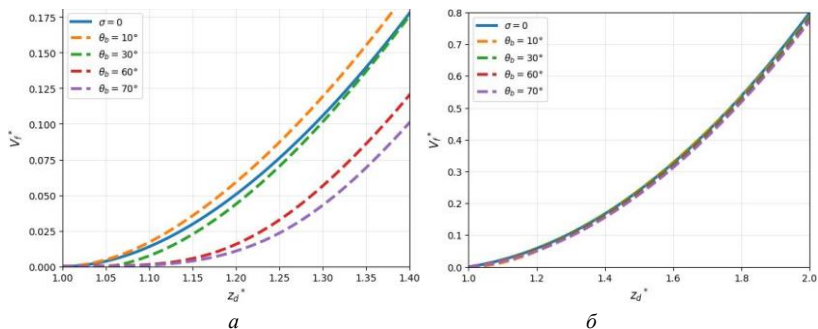


Рис. 5. Зависимости $V_f^* = V_f^*(z_d^*)$ для сидящих капель при а) $H_x = 100$ Э и б) $H_x = 400$ Э

Выводы. Проведен численный расчет форм капель МЖ на намагниченной сфере. Построены зависимости объема капли от ее высоты при различных значениях напряженности приложенного вертикального магнитного поля. Показано, что при фиксированном значении поля существует максимальный объем капли, который может удерживаться магнитным полем сферы. Проведен анализ областей применимости численных моделей для различных комбинаций трех сил, действующих на каплю. Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова.

Список литературы

1. Eral H.B., Manukyan G., Oh J.M. Wetting of a drop on a sphere // *Langmuir*, 27(9): 5340–5346 (2011).
2. Gogosov V.V., Simonovskii A.Ya., Shaposhnikova G.A. Hydrodynamics of magnetic fluids. Some models and examples of their applications // *Proc. Steklov Inst. Math.*, 186: 161–171 (1991).
3. Bashtovoi V., et al. Free surface of magnetic fluid with a spherical ferromagnetic body in a uniform magnetic field // *Magnetohydrodynamics*, 49 (3/4): 592–595 (2013).
4. Naletova V.A., Pelevina D.A., Turkov V.A. Statics of a magnetic fluid containing magnetic field concentrators // *Fluid Dynamics*, 44 (6): 797–803 (2009).
5. Zimmermann K., et al. Surface of a magnetic fluid containing magnetizable bodies in an applied uniform magnetic field // *Magnetohydrodynamics*, 44 (2): 175–181 (2008).
6. Розенцвейг Р. Феррогидродинамика. М.: Мир, 1989.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
8. Lebedev A.V., Koskov M.A., Ivanov A.S. Experimental technique of soft magnetic materials magnetization curve measurement by incremental-differential method // *IEEE Instrum. Meas. Mag.*, 28 (5): 49–55 (2025).
9. Vislovich A.N. Phenomenological equation of static magnetization of magnetic fluids // *Magnetohydrodynamics*, 26 (2): 178–183 (1990).

ГИРОТРОПНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ФЕРРОЖИДКОСТЯХ В ДИАПАЗОНЕ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

С.А. Боженко¹, С.Д. Туркин, А.Р. Закинян, А.В. Чернышов

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Северо-Кавказский федеральный университет»,

Россия, 355017, г. Ставрополь, ул. Пушкина, д. 1

e-mail: s.semyonovaa@yandex.ru¹

Аннотация. Экспериментально и теоретически исследованы невязимные гиросропные явления в волноводных линиях передачи, содержащих ферросжидкости с различной объемной долей магнетита. Исследуемая величина – коэффициент прохождения микроволнового излучения в диапазоне частот 8.2 – 12 ГГц. Методика как экспериментальных, так и теоретических исследований невязимных гиросропных явлений в волноводных линиях передачи базируется на частичном заполнении волновода тонкой диэлектрической пластиной с образцом. Интерпретация экспериментальных данных основана на представлениях о ферросжидкости как об ансамбле невязимодействующих частиц. Продемонстрировано качественное соответствие между теоретическими зависимостями и экспериментальными кривыми.

Ключевые слова: магнитная жидкость, микроволновое излучение, коэффициент прохождения.



БОЖЕНКО Софья Александровна является аспирантом 2 года обучения Северо-Кавказского федерального университета по направлению 1.3.8 Физика конденсированного состояния. Имеет более 15 научных публикаций. Из них – 4 статьи в рейтинговых международных журналах Web of Science и Scopus. В настоящее время является преподавателем кафедры экспериментальной физики физико-технического факультета ФГАОУ «Северо-Кавказский федеральный университет» г. Ставрополь.



ТУРКИН Сергей Дмитриевич окончил аспирантуру Северо-Кавказского федерального университета в 2021 году по специальности 03.06.01 «Электрофизика, электрофизические установки». В 2022 году защитил диссертацию на соискание степени кандидата физико-математических наук. Имеет более 15 научных публикаций. В их числе более 10 статей в рейтинговых международных журналах, индексируемых Web of Science и Scopus. Является автором 7 свидетельств о гос. регистрации программ для ЭВМ. В настоящее время является доцентом кафедры теоретической и математической физики, кандидатом физико – математических наук физико-технического факультета ФГАОУ «Северо-Кавказский федеральный университет» г. Ставрополь.



ЗАКИНЯН Артур Робертович, в 2010 году защитил диссертацию на соискание степени кандидата физико-математических наук. В 2020 году защитил диссертацию на соискание степени доктора физико-математических наук. Опубликовано более 140 научных работ. В их числе более 40 статей в рейтинговых международных научных журналах, индексируемых Web of Science и Scopus, более 20 статей в отечественных журналах из перечня ВАК. Является автором 2 патентов на изобретение, имеет 6 свидетельств о гос. регистрации программ для ЭВМ. Опубликовано 3 монографии, 7 учебно-методических пособий.



ЧЕРНЫШОВ Андрей Владимирович, окончил магистратуру Северо-Кавказского федерального университета в 2022 году. Имеет более 10 научных трудов в том числе 3 научных публикации, индексируемых в Web of Science и Scopus. Является автором 5 свидетельств о гос. регистрации программ для ЭВМ.

Изучение взаимодействия СВЧ излучения с магнитными жидкостями открывает широкие перспективы для создания управляемых элементов СВЧ-цепей и поглощающих устройств. В связи с этим актуальной задачей является установление границ применимости имеющейся теоретической базы для описания распространения СВЧ-излучения в магнитных коллоидах.

Ранее в работе [1] было рассмотрено взаимодействие СВЧ-излучения с магнитными коллоидами при условии расположения образца строго по центру широкой стенки прямоугольного волновода, что позволило изучить влияние объемной концентрации магнетита на ферромагнитный резонанс. Однако такая геометрия эксперимента исключает возникновение невязимных явлений при передаче электромагнитной энергии. В связи с этим данная работа посвящена исследованию спектров относительного коэффициента прохождения излучения при асимметричном размещении образца в волноводной линии. Такая геометрия характеризуется возникновением круговой поляризации магнитного поля электромагнитной волны, что обуславливает проявление выраженных гиротропных и невязимных эффектов.

В качестве объектов исследования использовались магнитные коллоиды на основе керосина с однодоменными частицами со средним диаметром 9 нм. Объемная концентрация дисперсной фазы варьировалась в диапазоне от 3 % до 22.2%. Теоретический расчет осуществлялся на основе модели ансамбля невязимодействующих однодоменных изотропных частиц во внешнем магнитном поле. Теоретические и экспериментальные спектры получены при фиксированном значении напряжённости внешнего магнитного поля – 3 кЭ (рис. 1).

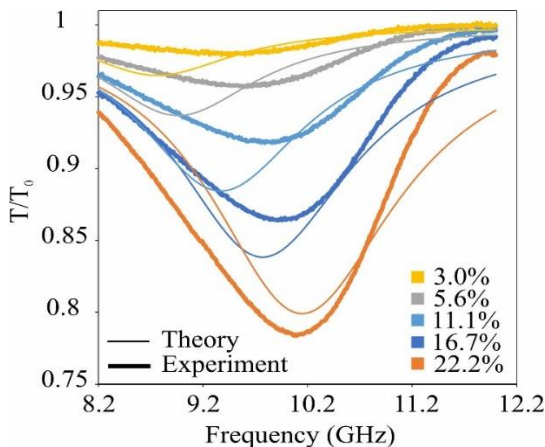


Рис. 1. График зависимости относительного коэффициента прохождения от частоты электромагнитного излучения для образцов с различной объемной долей магнетита. Напряженность внешнего магнитного поля – 3 кЭ

Анализ полученных спектров показывает, что увеличение объемной доли дисперсной фазы приводит к закономерному снижению коэффициента прохождения излучения (росту поглощения) в точке резонанса. Одновременно с этим фиксируется смещение резонансного минимума в область более высоких частот как для экспериментальных, так и для теоретических спектров.

Полученные результаты определяют границы применимости данной модели и могут быть использованы при проектировании невзаимных поглощающих элементов и управляемых устройств СВЧ-цепи.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект FSRN-2026-0007).

Список литературы

1. Туркин С.Д. Особенности взаимодействия сверхвысокочастотного излучения с магнитными коллоидами / С.Д. Туркин, Ю.И. Диканский // Известия вузов. Радиофизика. 2021. Т. LXIV, № 4. С. 276–286.

КИНЕТИКА СТРУКТУРООБРАЗОВАНИЯ И МАКРОСКОПИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОМПОЗИТНЫХ ФЕРРОЖИДКОСТЕЙ В СТАЦИОНАРНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Л.С. Месяцева, А.Р. Закинян

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Северо-Кавказский федеральный университет»,
Россия, 355017, г. Ставрополь, ул. Пушкина, д. 1
e-mail: zakinyan.a.r@mail.ru

Аннотация. в работе показано, что кинетика агрегирования суспензии в однородном стационарном поле имеет определенный временной масштаб. Коллапс функциональных зависимости макроскопических параметров образца суспензии от времени в процессе структурообразования происходит при нормировании этих зависимостей к их максимальному значению и соответствующему масштабированию времени. Эти результаты были получены путем измерения относительного изменения электрических и магнитных свойств различных типов эмульсий феррожидкости.

Ключевые слова: феррожидкость, агрегирование, магнитная эмульсия



ЗАКИНЯН Артур Робертович в 2010 г. защитил диссертацию на соискание степени кандидата физико-математических наук. В 2020 г. защитил диссертацию на соискание степени доктора физико-математических наук. Опубликовано более 140 научных работ. В их числе более 40 статей в рейтинговых международных научных журналах, индексируемых Web of Science и Scopus, более 20 статей в отечественных журналах из перечня ВАК. Является автором 2 патентов на изобретение, имеет 6 свидетельств о гос. регистрации программ для ЭВМ. Опубликовано 3 монографии, 7 учебно-методических пособий.

Формирование сложной анизотропной структуры во внешнем однородном магнитном или электрическом поле характерно для многих функциональных дисперсных сред. Эти структуры отражаются на макроскопических свойствах среды. Кинетика структурообразования определяет скорость отклика системы после приложения поля и поэтому представляет интерес для исследования [1]. Кинетика агрегации может быть проанализирована путем изучения временной эволюции физических характеристик макроскопического образца суспензии в процессе индуцированного полем структурообразования. Целью данного исследования является экспериментальное изучение кинетики агрегации в суспензии путем анализа изменения ее макроскопических электрических и маг-

нитных свойств в процессе структурообразования под действием однородного стационарного магнитного поля. В данном случае будут рассмотрена атермическая (неброуновская) и броуновская модельные магнитные суспензии. Полученные результаты могут быть затем перенесены на широкий спектр физических свойств аналогичных суспензий, математически описываемых формально идентичными функциональными соотношениями.

В качестве удобной модельной суспензии в данном исследовании используется магнитная эмульсия (см., например, [2]). Для создания эмульсии использовалась магнитная жидкость на основе керосина со стабилизированными олеиновой кислотой наночастицами магнетита. Исследовались как прямые, так и обратные эмульсии. Капли воды механически диспергировались в магнитной жидкости для получения обратных эмульсий. Магнитная жидкость диспергировалась в воде для получения прямых эмульсий при использовании соответствующих эмульгаторов. Плотности магнитной жидкости и воды были согласованы друг с другом, чтобы избежать седиментационного расслоения. Эмульсия была полидисперсной, средний диаметр капель грубодисперсной эмульсии составлял около 23 мкм, мелкодисперсной – около 1 мкм. Поскольку размер магнитных наночастиц магнитной жидкости (10 нм) значительно меньше размера микрокапель эмульсии, магнитную жидкость можно рассматривать как сплошную жидкую намагничивающуюся среду.

Наблюдения с помощью оптической микроскопии показали, что под действием внешнего однородного магнитного поля микрокапли эмульсии сохраняют сферическую форму (за счет большого капиллярного давления) и организуются в упорядоченные цепочечные структуры. Колесценция микрокапель не наблюдалась во всем диапазоне напряженности магнитного поля.

Измеренный образец эмульсии заполнял конденсатор толщиной 5 мм и диаметром 2 см, проводимость и емкость которого затем измерялись. Также проводились измерения магнитной проницаемости эмульсии, для чего эмульсия помещалась в бескаркасный соленоид. Эти параметры измерялись с помощью цифрового LCR-метра переменного тока (GW Instek LCR 78110G). Величина измерительного сигнала была небольшой и не вызывала структурных изменений в образце. Для создания микроструктурного упорядочения образец эмульсии помещался во внешнее стационарное однородное намагничивающее поле, направленное вдоль измерительного поля. Намагничивающее поле создавалось системой катушек Рубена из пяти квадратных секций. Измерялась эволюция макроскопических свойств, определяемая кинетикой структурообразования в магнитной эмульсии.

Серьезной проблемой является масштабирование данных таким образом, чтобы все графики изменения проницаемости в зависимости от времени сходились, независимо от условий эксперимента. В результате проведенного исследования было показано, что кинетика агрегации в трехмерном образце суспензии в одноосном поле имеет определенную временную шкалу ($t^* \sim \frac{1}{H K_H \varphi^{K_\varphi}}$). Коллапс кривых временных зависимостей макроскопических параметров образца в процессе структурообразования происходит при нормировании этих зависимостей на их максимальное значение и при соответствующем масштабировании времени.

Так, в качестве примера, на рис. 1 приведены зависимости относительного изменения электрической проводимости суспензии при различных величинах магнитного поля, которые слились в единую универсальную зависимость. Подобные зависимости были также исследованы при варьировании концентрации дисперсной фазы суспензии.

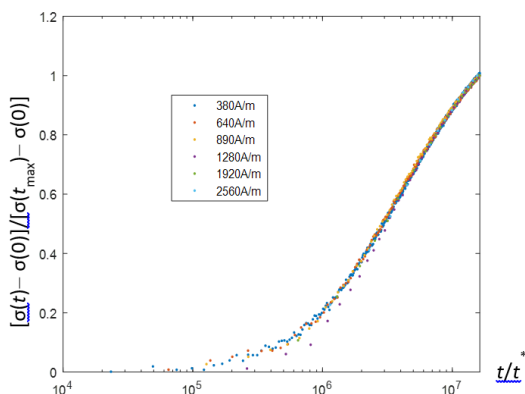


Рис. 1. Приведенное относительное изменение проводимости суспензии от безразмерного времени действия поля при различных величинах напряженности. Коллапс кривых происходит при $K_H=2$

Полученные результаты могут быть применены к ряду структурно-чувствительных свойств композиционных материалов.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект FSRN-2026-0007).

Литература

1. Bossis G., Lançon P., Meunier A., Iskakova L., Kostenko V., Zubarev A., Phys. A 392, 1567–1576 (2013).
2. Zakinyan A., Arefyev I. Colloid Polym. Sci. 298, 1063–1076 (2020). =

**ПРИМЕНЕНИЕ НАНОДИСПЕРСНЫХ
МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ
В ТЕХНИКЕ, МЕДИЦИНЕ,
БИОЛОГИИ И ЭКОЛОГИИ**

ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ И РЕЖИМА РАБОТЫ ЭЛЕКТРОДВИГАТЕЛЯ НА МОМЕНТ И ПОТЕРИ ТРЕНИЯ МАГНИТОЖИДКОСТНОГО УПЛОТНЕНИЯ ВАЛА

Ю.Б. Казаков¹, А.М. Власов

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования «Ивановский государственный энергетический
университет имени В.И. Ленина»,
Россия, 153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34
e-mail: elmash@em.ispu.ru¹

Аннотация. На работу магнитожи́дкостного уплотнения вала электродвигателя оказывают влияние особенности конструкции, условия работы (воздействующий перепад давлений, внешняя температура) и режим работы (нагрузка, скорость вращения). Разработан алгоритм комплексного учета изменений вязкости магнитной жидкости с изменением скорости сдвига, магнитной индукции и внешней температуры на основе решения экспоненциальных уравнений, позволяющий определять момент и потери трения магнитожи́дкостного уплотнения, температуру магнитной жидкости.

Ключевые слова: магнитожи́дкостное уплотнение, электродвигатель, режим работы, момент трения.

В электродвигателях (ЭД) для удержания перепада давлений Δp между внешним и внутренним зонами применяют магнитожи́дкостные уплотнения (МЖУ) [1-3] зазора δ вращающегося вала радиусом r . МЖУ характеризуется максимальным Δp_{max} , моментом страгивания $M_{\text{стр}}$, моментом трения $M_{\text{тр}}$, мощностью диссипационных потерь $P_{\text{тр}}$ на вязкое трение МЖ. $P_{\text{тр}}$ разогревает магнитную жидкость (МЖ) до температуры $T_{\text{мж}}$. При предельной $T_{\text{МЖ,пред}}$ МЖУ теряет герметичность. Δp_{max} , $M_{\text{стр}}$, $M_{\text{тр}}$, $P_{\text{тр}}$, и $T_{\text{мж}}$ определяют эффективность герметизации вала ЭД.

Конструкция подшипникового щита ЭД (магнитный/немагнитный), режим (нагрузка и частота питающего ЭД напряжения, определяющие скорость вращения вала n) и условия ($T_{\text{внеш}}$) работы ЭД могут оказывать влияние на работу МЖУ. $T_{\text{внеш}}$ непосредственно влияет на $T_{\text{мж}}$. Вращающийся со скоростью n вал увлекает МЖ в круговое движение с линейной скоростью v . Изменение $M_{\text{тр}}$ МЖУ при изменении v может быть сложным (рис. 1), что предсказано теоретически [2] и подтверждено экспериментально [1], но алгоритм расчет не предложен.

Одновременно изменение нагрузки ЭД (ток I) изменяет торцевой магнитный поток рассеяния Φ_6 , проникающий в МЖУ, и дополни-

тельно к магнитному потоку постоянного магнита МЖУ $\Phi_{\text{пм}}$ воздействует на МЖ. $\Phi_{\text{пм}}$ неподвижен, Φ_6 вращается в зазоре МЖУ со скоростью, определяемой частотой напряжения. Увеличение действующей на МЖ магнитной индукции B повышает Δp_{max} , $M_{\text{стр}}$, $M_{\text{тр.в}}$, $R_{\text{тр.в}}$ и $T_{\text{мж}}$. В целом изменения параметров МЖУ при изменении условий и режима работы ЭД ранее не анализировались, хотя они определяют, в том числе, работоспособность ЭД.

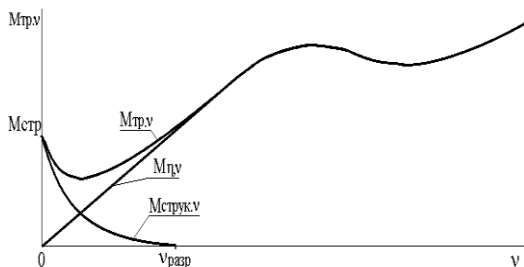


Рис. 1. Изменение $M_{\text{тр}}$

Корректное определение свойств МЖУ осложняется нелинейностью термомагнитореологических характеристик МЖ (рис. 2), усложненной конфигурацией зубцовой зоны полюсов, заранее неизвестным положением МЖ при воздействии Δp . Магнитная характеристика МЖ нелинейная. Вследствие неравномерности δ в зубцовой зоне магнитное поле в зазоре неоднородное. МЖ, как нелинейно-вязкопластичный материал, имеет начальное напряжение сдвига τ_0 - в статическом режиме в магнитном поле МЖ структурируется и для разрушения структуры и приведения МЖ в движение необходим $M_{\text{стр}}$. $M_{\text{тр}}$ определяется вязкостью МЖ η и скоростью сдвига $\gamma = \frac{dv}{d\delta}$. Изменение δ в зубцовой зоне локально изменяет γ . Слой МЖ на поверхности вала вращается с $v = \pi r n / 30$ (для n в об/мин) и с $v = 0$ на поверхности неподвижных полюсов. Из-за локальных изменений η и воздействия Φ_6 профиль v в зазоре нелинейный. Реологическая характеристика МЖ $\eta = f(\gamma)$ нелинейная: при $v=0$ ($\gamma=0$) $\tau = \tau_0$ и $\eta \rightarrow \infty$; при $v>0$ $\tau = \eta\gamma$; для $\gamma = (10^2 \dots 10^3) \text{ c}^{-1}$ принимается $\tau \sim \gamma^{0,9}$ и $\eta \sim \gamma^{-0,1}$; для $\gamma > 10^3 \text{ c}^{-1}$ принимается $\tau \sim \gamma$ и $\eta \cong \eta_{\text{мин}} = \text{const}$. Возрастание B нелинейно увеличивает τ_0 , τ и η . Изменение n , пропорционально изменяет v и γ , квадратично изменяет $R_{\text{тр}}$. Повышение $T_{\text{мж}}$ нелинейно снижает τ_0 , τ и η . С увеличением B теплопроводность МЖ λ в направлении магнитного потока возрастает до 15 %. Повышение $T_{\text{мж}}$ увеличивает тепловую диффузию магнитных частиц в МЖ, что снижает

магнитную диффузию, ориентированность магнитных частиц по магнитному полю и намагниченность насыщения МЖ до 0,15 %/°С.

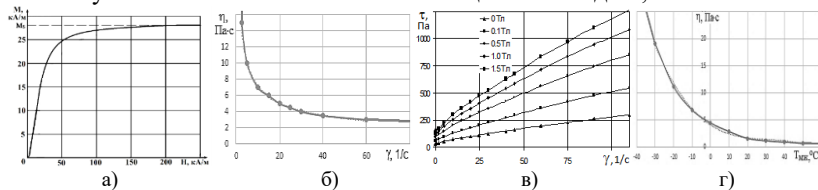


Рис. 2. Характеристики МЖ:

а – магнитная; *б* – реологическая, *в* – магнитореологические; *г* – термореологическая

Свойства МЖ взаимосвязаны, например, η влияет на $P_{тр}$ и $T_{мж}$, но одновременно $T_{мж}$ влияет на η . В целом $\eta, \tau_0, \tau = f(\gamma, B, T_{мж})$. Изменения γ, B и $T_{внеш}$ вызывают разнонаправленные и нелинейные изменения $\eta, T_{мж}, M_{стр}, M_{тр}$ и $P_{тр}$. Комплексный учет взаимосвязи η с γ, B и $T_{внеш}$ при анализе $P_{тр}, T_{мж}, M_{стр}, M_{тр}$ МЖУ ранее не выполнялся. Для проведения комплексного анализа работы МЖУ в ЭД приняты следующие соотношения для характеристик МЖ [3] (табл. 1).

Таблица 1. Соотношения для определения η, τ_0 и $T_{мж}$

Параметр	Частные соотношения для $\eta_{\gamma, B, T_{мж}}$ Па·с; $\tau_{0, B, T_{мж}}$ Па; $T_{мж}$ °С
$0 < \gamma < 10^3 \text{ c}^{-1}$	$\eta_{\gamma, B, T_{мж}} = 6\eta_{\gamma=1000, B, T_{мж}} \gamma^{-0.25}$
$10^3 < \gamma < 10^4 \text{ c}^{-1}$	$\eta_{\gamma, B, T_{мж}} = 2\eta_{\gamma=1000, B, T_{мж}} \gamma^{-0.1}$
$\gamma > 10^4 \text{ c}^{-1}$	$\eta_{\gamma, B, T_{мж}} = 2\eta_{\gamma=1000, B, T_{мж}} 10000^{-0.1} = 0.796\eta_{\gamma=1000, B, T_{мж}}$
$B \text{ Т}$	$\tau_{0, B, T_{мж}} = \tau_{0, B=0, T_{мж}} (1 + 2.65\sqrt{B}),$ $\eta_{\gamma, B, T_{мж}} = \eta_{\gamma, B=0, T_{мж}} (1 + 2.65\sqrt{B})$
$T_{внеш} \text{ } ^\circ\text{C}$	$T_{мж} = T_{внеш} + \eta_{\gamma, B, T_{мж}} v_f^2 / (2\lambda)$
$T_{мж}, \text{ } ^\circ\text{C}$	$\eta_{\gamma, B, T_{мж}} = 3\eta_{\gamma, B, T_{мж}=20} e^{-0.05 T_{мж}}, \tau_{0, B, T_{мж}} = 3\tau_{0, B, T_{мж}=20} e^{-0.05 T_{мж}}$
Трехпараметрные соотношения $\eta, \tau_0 = f(\gamma, B, T_{мж})$	
$0 < \gamma < 10^3 \text{ c}^{-1}$	$\eta_{\gamma, B, T_{мж}} = 18\eta_{\gamma=1000, B=0, T_{мж}=20} (1 + 2.65\sqrt{B}) * \gamma^{-0.25} e^{-0.05 [T_{внеш} + \eta_{\gamma, B, T_{мж}} v_f^2 / (2\lambda)]}$ (1)
$10^3 < \gamma < 10^4 \text{ c}^{-1}$	$\eta_{\gamma, B, T_{мж}} = 6\eta_{\gamma=1000, B=0, T_{мж}=20} (1 + 2.65\sqrt{B}) * \gamma^{-0.1} e^{-0.05 [T_{внеш} + \eta_{\gamma, B, T_{мж}} v_f^2 / (2\lambda)]}$ (2)
$\gamma > 10^4 \text{ c}^{-1}$	$\eta_{\gamma, B, T_{мж}} = 2,39\eta_{\gamma=1000, B=0, T_{мж}=20} (1 + 2.65\sqrt{B}) * e^{-0.05 [T_{внеш} + \eta_{\gamma, B, T_{мж}} v_f^2 / (2\lambda)]}$ (3)
$\gamma = 0 \text{ c}^{-1}$	$\tau_{0, B, T_{мж}} = 3\tau_{0, B=0, T_{мж}=20} (1 + 2.65\sqrt{B}) e^{-0.05 T_{мж}}$ (4)

Здесь $\eta_{\gamma=1000, B=0, T_{мж}=20}$ – вязкость МЖ при $\gamma=10^3 \text{ c}^{-1}$, $B=0\text{Т}$,

$T_{мж}=20\text{ }^{\circ}\text{C}$; $\tau_{0B=0, T_{мж}=20}$ - начальное напряжение сдвига МЖ при $B=0\text{ Т}$, $T_{мж}=20\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Определение $\eta_{\gamma, B, T_{мж}}$ из (1-3) требует решения экспоненциальных уравнений, в которые $\eta_{\gamma, B, T_{мж}}$ входит в левую и правую части.

Момент трагивания

$$M_{стр. B, T_{мж}} = \beta S Z r [3\tau_{0B=0, T_{мж}=20} (1 + 2.65\sqrt{B}) e^{-0.05 T_{мж}} + k M_s^2],$$

где β – коэффициент структурирования МЖ; S - площадь контакта МЖ с валом под одним зубцом, для ширины b острия зубца $S = 2\pi r 2b$; Z – число зубцов; k – коэффициент, определяемый дисперсионной средой, поверхностно-активным веществом и зависящий от формы частиц.

$$\text{Момент трения МЖУ} \quad M_{тр. v, B, T_{мж}} = M_{струк. v, B, T_{мж}} + M_{\eta. v, B, T_{мж}},$$

где $M_{струк. v, B, T_{мж}}$ – составляющая разрушения структуры магнитных частиц в МЖ при v ; $M_{\eta. v, B, T_{мж}}$ – составляющая вязкого трения МЖ.

При $v=0$ $M_{струк. v=0} = M_{стр.}$, при $v>0$ $M_{струк. v} < M_{стр.}$. При $B=0.6-0.7$ Тл и $v_{разр}>0.1$ м/с (для $r=0.0325$ м $n_{разр}>60v_{разр}/(2\pi r)=29.4$ об/мин) структура частиц разрушается полностью. При повышении B структурное взаимодействие частиц и $\tau_{0B, T_{мж}}$ возрастают, разрушение структуры происходит при большей $n_{разр}$. В предположении экспоненциального закона с погрешностью до 5 % принято соотношение

$$M_{струк. v, B, T_{мж}} = M_{стр. B, T_{мж}} e^{-3n/n_{разр}}.$$

Составляющая $M_{\eta. v}$ с учетом конструктивных размеров МЖУ

$$M_{\eta. v, B, T_{мж}} = \eta_{\gamma, B, T_{мж}} Z r S v / \delta = 2\pi \eta_{\gamma, B, T_{мж}} Z r^2 S n / (60\delta), \text{ тогда}$$

$$M_{тр. v, B, T_{мж}} = 2\pi \eta_{\gamma, B, T_{мж}} Z r^2 S n / (60\delta) + \beta S Z r (\tau_{0B, T_{мж}} + k M_s^2) e^{-3n/n_{разр}}.$$

Мощность потерь на вязкое трение в объеме V МЖ

$$P_{тр. v, B, T_{мж}} = p_{тр. v, B, T_{мж}} V,$$

где $p_{тр. v, B, T_{мж}} = \eta_{\gamma, B, T_{мж}} \gamma^2$ – удельная мощность вязкостных потерь.

В алгоритме используются усредненные по объему МЖ τ_0 , γ , $B_{ср}$, $T_{мж}$ и η . В разных зонах МЖ они будут отличаться. Разброс γ по зонам МЖ может достигать 5 раз - от $\gamma_{макс}$ в минимальном зазоре под зубцом до $\gamma_{мин}$ в межполюсном пространстве, разброс значений η по зонам достигает 3 раз. При определении положения МЖ возникает взаимосвязанная задача: положение МЖ в зазоре определяет, в том числе, распределение магнитного поля в МЖУ, но распределение магнитного поля определяет положение МЖ при воздействии Δp . В практических задачах определяют критическое положение МЖ, например, на основе ряда расчетов магнитного поля с изменением границ МЖ. Пренебрежение занимаемым положением и формой МЖ может приводить к погрешностям определения $M_{тр}$ и $P_{тр}$ до 5 %. Определение поля распределения

скоростей течения слоев МЖ необходимо для корректного расчета распределений γ , η_{γ} , $M_{тр.v}$, $P_{тр.v}$ и нагрева МЖУ. Наибольшие удельная мощность потерь и $T_{мж.макс}$ возникают в МЖ в минимальном зазоре под зубцом. Корректный расчет распределенных показателей МЖУ при изменениях $T_{внеш}$, n и I с учетом нелинейных свойств МЖ, воздействия неподвижного ФПМ и вращающегося Фб, конфигурации зубцовой зоны МЖУ при воздействии Δp требует решения нелинейной термомангито-гидродинамической полевой задачи.

При разделении объема МЖ на N элементов

$$P_{тр.v,B,T_{мж}} = \sum_L^N (\eta_{L\gamma,B,T_{мж}} \gamma_L^2 V_L) = 2\pi \sum_L^N (\eta_{L\gamma,B,T_{мж}} \gamma_L^2 S_L r_L), \quad (5)$$

где $V_L = 2\pi r_L S_L$ – объем элемента L , S_L – поперечная площадь элемента, r_L – радиус центра элемента от оси вала.

$P_{тр.v,B,T_{мж}}$ покрывается механической мощностью вращающегося вала и электромагнитной мощностью вращающегося Фб, увлекающих за собой во вращение слои МЖ. Через механическую мощность вала момент трения МЖУ определяется энергетическим методом

$$M_{тр.v,B,T} = 9.55 P_{тр.v,B,T_{мж}} / n.$$

По найденным потерям решается задача расчета распределения теплового поля в МЖУ. $M_{стр}$, $M_{тр.v}$ и $P_{тр.v}$ являются интегральными параметрами МЖУ. $T_{мж}$ различается по зонам МЖ, оценивать работоспособность МЖУ следует по $T_{мж.макс}$.

Для МЖУ взрывозащищенного ЭД ВРАБ225 получено [4]:

- при $0 < \gamma < 10^3 \text{ c}^{-1}$

$$\eta_{\gamma,B,T_{мж}} = 14.98(1 + 2.65\sqrt{B})n^{-0.25}e^{(-0.05T_{внеш} - 1.445 \cdot 10^{-6}n^2\eta_{\gamma,B,T_{мж}})}. \quad (6)$$

- при $10^3 < \gamma < 10^4 \text{ c}^{-1}$

$$\eta_{\gamma,B,T_{мж}} = 4.99(1 + 2.65\sqrt{B})n^{-0.1}e^{(-0.05T_{внеш} - 1.445 \cdot 10^{-6}n^2\eta_{\gamma,B,T_{мж}})}; \quad (7)$$

- при $\gamma > 10^4 \text{ c}^{-1}$

$$\eta_{\gamma,B,T_{мж}} = 3.824(1 + 2.65\sqrt{B})e^{(-0.05T_{внеш} - 1.445 \cdot 10^{-6}n^2\eta_{\gamma,B,T_{мж}})}. \quad (8)$$

Решение экспоненциальных уравнений (6-8) относительно $\eta_{\gamma,B,T_{мж}}$ при заданных B , n и $T_{внеш}$ выполнялось численно.

Показатели данного МЖУ принимают вид:

$$T_{мж} = T_{внеш} + 2.89 \cdot 10^{-5} \eta_{\gamma,B,T_{мж}} n^2;$$

$$\tau_{0,B,T_{мж}} = 120(1 + 2.65\sqrt{B})e^{-0.05T_{мж}};$$

$$M_{тр.v,B,T_{мж}} = M_{стр,B,T_{мж}} e^{-3n/n_{разр}} + M_{\eta.v,B,T_{мж}} =$$

$$159 \cdot 10^{-6} (\tau_{0,B,T_{мж}} e^{-0.05T_{мж}} + 117.6) e^{\frac{3n}{n_{разр}}} + 432.5 \cdot 10^{-6} n \eta_{\gamma,B,T_{мж}}; \quad (9)$$

$$P_{тр.v,B,T_{мж}} = 45.22 \cdot 10^{-6} n^2 \eta_{\gamma,B,T_{мж}}; \quad (10)$$

$$M_{тр.v,B,T} = 431.9 \cdot 10^{-6} m \eta_{\gamma,B,T_{мж}}. \quad (11)$$

$M_{тр.v}$, $P_{тр.v}$ и $T_{мж}$ (рис. 3) при изменениях $V_{ср}$, $T_{внеш}$ и n ЭД изменяются нелинейно, что обусловлено нелинейными изменениями η . Для МЖ с большим τ_0 имеется минимум $M_{тр.v}$ при некотором $n < n_{разр}$. Результаты определения $P_{тр}$ по соотношениям (5) и (10), $M_{тр}$ по соотношениям (9) и (11) при $n > n_{разр}$ совпали с приемлемой точностью. С повышением n снижается η , рост $P_{тр.v}$, определяемый ηn^2 , отстает от квадратичного повышения n , а рост $M_{тр.v}$, определяемый ηn , отстает от линейного повышения n . При повышении n и диссипативном разогреве МЖ с ростом $P_{тр.v}$ возрастает $T_{мж}$, что приводит к дополнительному снижению η и, при повышении n выше некоторого значения, η может начать снижаться в большей степени, чем возрастает n . В этом случае с ростом n будут повышаться $P_{тр.v}$ и $T_{мж}$, но с интенсивностью меньшей линейного повышения n , а $M_{тр.v}$ даже прекратит рост или даже может начать снижаться. Для данного МЖУ в диапазоне $0 < n < 3000$ об/мин наибольший $M_{тр.v}$ возникает при $n \approx 900$ об/мин (см. также рис. 1).

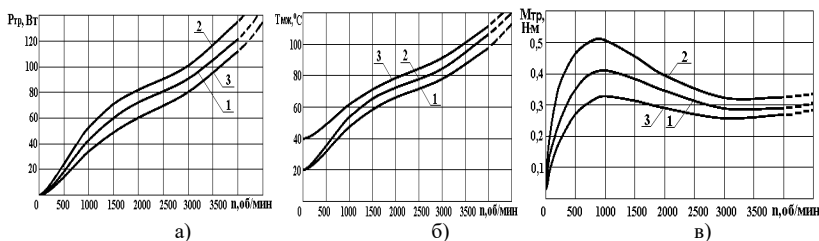


Рис. 3. Изменения $P_{тр}$ (а), $T_{мж}$ (б) и $M_{тр}$ (в) МЖУ с изменением n при:
1 – $V_{ср} = 0,5$ Т, $T_{внеш} = 20$ °С; 2 – $V_{ср} = 1,69$ Т, $T_{внеш} = 20$ °С; 3 – $V_{ср} = 1,69$ Т, $T_{внеш} = 40$ °С

Для заданных n и V при повышении $T_{внеш}$ снижаются η , $M_{стр}$, $M_{тр}$ и $P_{тр}$, а $T_{мж}$ повышается, но с интенсивностью меньшей повышения $T_{внеш}$. $T_{мж}$ нелинейно повышается при увеличении n и V . Для $V_{ср} = 1.69$ Тл и $T_{внеш} = 40$ °С при $n=4000$ об/мин усредненная $T_{мж}$ составляет 112 °С, а $T_{мж.макс}$ 136 °С. Неучет изменения η с изменением $T_{мж}$ приводит к завышенным расчетным $T_{мж}$. Расчеты показывают, что температурная работоспособность МЖУ может быть сохранена даже при в 2 раза большей n , чем определенная при η , не зависящей от $T_{мж}$. При термостабилизации МЖ η будет больше, чем при возрастающей $T_{мж}$ без термостабилизации, $M_{тр}$ и $P_{тр}$ также будут больше.

При двух МЖУ в ЭД на разных концах выходного вала суммарный $2M_{тр.v}$ при $V_{ср} = 1.69$ Тл и $T_{внеш}=20$ °С составит 1.1 Нм, а суммарные

$2R_{тр.л}$ при $n_c=1500$ об/мин - 140 Вт, что составляет ~35 % всех механических потерь в ЭД. При $n=4000$ об/мин $2R_{тр}$ достигнет 270 Вт.

ФПм не зависит от n , $T_{внеш}$ и нагрузки ЭД (тока I), но зависит от магнитных свойств магнита. Замена ферритового магнита 28БА190 на высококоэрцитивный магнит КС37 повышает ФПм, при этом $R_{тр}$ и $M_{тр}$ увеличиваются на 40 %. Замена на высокоэнергетический магнит NdFeB повышает $R_{тр}$ и $M_{тр}$ на 75 %. Вследствие снижения магнитных свойств магнита и M_s при нагреве $B_{макс}$ уменьшается до 15 %, $B_{мин}$ - до 30 %, $\Delta p_{макс}$ снижается с интенсивностью до -0,35 %/°C.

При стальном подшипниковом щите (во взрывозащищенных ЭД) с высокой магнитной проводимостью Φ_b в 1.85 раза больше, чем при немагнитном щите. Φ_b усиливает ФПм под одним полюсом и ослабляет под другим, один полюс будет удерживать большую часть Δp , другой – меньшую. Различие B под разными полюсами достигает 14 %, что при нелинейной характеристике намагничивания магнитной системы приводит к результирующему размагничиванию МЖУ до 4.0 %. Для МЖУ наиболее напряженный режим будет возникать при работе взрывозащищенного ЭД в режиме холостого хода, т.к. в этом режиме n и Φ_b наибольшие. С ростом нагрузки (I) ЭД Φ_b и n снижаются.

Выводы. На работу магнитожидкостного уплотнения вала существенное влияние оказывают особенности конструкции, условия работы и режим работы электродвигателя. Разработан алгоритм комплексного учета изменений вязкости магнитной жидкости с изменением скорости сдвига, магнитной индукции и внешней температуры на основе решения экспоненциальных уравнений, позволяющий определять момент и потери трения магнитожидкостного уплотнения, температуру магнитной жидкости. Наибольшее влияние на уплотнение оказывает работа электродвигателя в режиме холостого хода при повышенной частоте напряжения в конструкции со стальными подшипниковыми щитами.

Список литературы

1. Берковский Б.М., Медведев В.Ф., Краков М.С. Магнитные жидкости. М.: Химия, 1989. 279 с.
2. Страдомский Ю.И. Основы феррогидродинамики: Учеб. пособие / Иван. гос. энерг. ун-т. Иваново, 2004. 108 с.
3. Казаков Ю.Б., Морозов Н.А., Страдомский Ю.И., Перминов С.М. Герметизаторы на основе нанодисперсных магнитных жидкостей и их моделирование / Иван. гос. энерг. ун-т. Иваново. 2010. 184 с.
4. Власов А.М., Казаков Ю.Б., Ведерникова И.И. Изменение момента и потерь трения в магнитожидкостном уплотнении вала частотно-регулируемого электродвигателя при изменении режима работы // Научные технологии в машиностроении. № 5 (179), 2026. С. 38–48.

РАВНОВЕСИЕ МАЯТНИКА СО СФЕРИЧЕСКИМ ТЕЛОМ ИЗ АНИЗОТРОПНОГО НАМАГНИЧИВАЮЩЕГОСЯ ЭЛАСТОМЕРА В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

**Д.И. Меркулов¹, Д.А. Пелевина, Ф.Д. Сахно,
В.А. Турков, В.А. Налетова,**

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования «Московский государственный университет
имени М.В. Ломоносова», НИИ механики МГУ,
Россия, 119192, Москва, Мичуринский просп., д. 1,
e-mail: merkulovdima@mail.ru¹

Аннотация. Экспериментально изучено равновесие маятника, подвешенного в некоторой точке на оси электромагнитной катушки, на конце которого зафиксировано сферическое тело из анизотропного намагничивающегося эластомера. Обнаружено, что положения равновесия маятника и их количество зависят от расположения точки подвеса, длины маятника и тока в электромагнитной катушке.

Ключевые слова: маятник, анизотропный намагничивающийся эластомер, неоднородное магнитное поле, момент магнитных сил.



МЕРКУЛОВ Дмитрий Игоревич, к.ф.-м.н, с.н.с. НИИ механики МГУ. Имеет 48 научных публикаций, в том числе 26 статей в журналах. Научно-исследовательская деятельность поддерживалась грантами РНФ и РФФИ.



ПЕЛЕВИНА Дарья Андреевна, к.ф.-м.н, в.н.с. НИИ механики МГУ. Имеет 80 научных публикаций, в том числе 48 статей в журналах. Научно-исследовательская работа поддерживалась грантами РНФ, РФФИ и Президента РФ.



САХНО Федор Дмитриевич, инженер 1 кат. НИИ механики МГУ, студент мех.-мат. факультета МГУ. Научная деятельность поддержана грантом РНФ № 25-71-00014.



НАЛЕТОВА Вера Арсеньевна, д.ф.-м.н., проф., в.н.с. НИИ механики МГУ. Имеет более 200 научных работ. Научно-исследовательская работа неоднократно поддерживалась грантами РНФ и РФФИ.



ТУРКОВ Владимир Андреевич, к.ф.-м.н, доц., в.н.с. НИИ Механики МГУ. Имеет более 100 научных работ. Научно-исследовательская работа неоднократно поддерживалась грантами РНФ и РФФИ.

Введение. Магнитные поля позволяют дистанционно управлять положением и формой тел из деформируемых намагничивающихся материалов. Одним из примеров таких материалов являются анизотропные намагничивающиеся эластомеры (АНЭ), которые представляют собой упругие среды, содержащие ориентированные цепочки ферромагнитных частиц. Тела из АНЭ сложной формы рассматриваются в статье [1] при создании мобильных роботов. В работе [2] получена формула для силы, действующей на сферическое тело из АНЭ со стороны неоднородного магнитного поля. Согласно этой формуле, магнитная сила может иметь компоненту, перпендикулярную градиенту поля. В работе [3] был предложен и теоретически исследован маятник с телом из АНЭ на конце, который под действием данной компоненты силы со стороны неоднородного магнитного поля витка с током отклонялся вбок от оси витка.

В данной работе экспериментально изучено поведение маятника со сферическим телом из АНЭ на конце, подвешенного в некоторой точке на оси электромагнитной катушки. Исследовано влияние на положения равновесия маятника различных параметров: расположения точки подвеса, длины маятника, величины тока в катушке. Проведены расчеты по усовершенствованной модели [3], получено качественное совпадение с экспериментом. Дано объяснение парадоксального влияния длины маятника на направление его отклонения.

Эксперимент. Исследуется движение сферического тела из АНЭ массы $m_b = 0,073$ г и радиуса $R_b = 0,195$ см, жестко зафиксированного на конце маятника, другой конец которого подвешен в некоторой точке на вертикальной оси электромагнитной катушки (см. рис. 1).

Декартову систему координат введем следующим образом: начало координат находится в точке подвеса маятника, ось z направлена вертикально вверх вдоль оси катушки, а ось x – горизонтально вправо. Неоднородное магнитное поле $\mathbf{H}$ создается электромагнитной катушкой с током J . Вертикальная координата нижнего витка катушки обозначена на Рис. 1 через z_c . Высота катушки $L_c = 1,6$ см, внутренний радиус намотки $R_1 = 1,04$ см, внешний радиус намотки $R_2 = 3,3$ см. Токи варьировались в диапазоне $0 \leq J \leq 14$ А. Материал сферического тела характеризуется единичным вектором анизотропии $\boldsymbol{\tau}$, направленным вдоль цепочек феррочастиц в образце. Магнитная проницаемость АНЭ имеет тензорный вид (g_{ij} – метрический тензор): $\mu_{ij} = \mu_{\perp} g_{ij} + (\mu_{\parallel} - \mu_{\perp}) \tau_i \tau_j$. Здесь $\mu_{\parallel}(\mathbf{H})$, $\mu_{\perp}(\mathbf{H})$ – магнитная проницаемость, соответственно, параллельно и перпендикулярно вектору $\boldsymbol{\tau}$.

В конструкции маятника использовался медный стержень длины $l_r = L_r + 2R_b$ (L_r – длина части стержня вне тела) и массы m_r с круглым

сечением радиуса $R_r = 0,025$ см. Тело жестко закреплялось на конце стержня (протыкалось насквозь) таким образом, что угол между вектором τ и стержнем составлял $\varphi_r = 37,5^\circ$. Рассматривались различные длины стержня и точки подвеса. Например, использовались стержни большой ($l_r = 6,2$ см, рис. 1а) и малой ($l_r = 1$ см, рис. 1б) длины. Обозначим их далее как длинный и короткий маятник, соответственно.

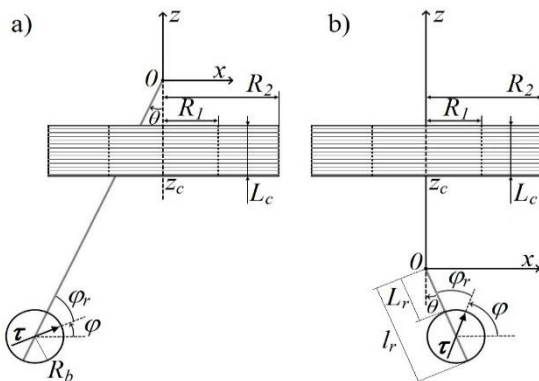


Рис. 1. Схема задачи: длинный (а) и короткий (б) маятник

Во всех экспериментах центр сферического тела в начальный момент находился под катушкой на ее оси на расстоянии $l = 2$ см от нижнего витка катушки. Эксперименты проводились в воздухе. При различных значениях тока измерялся равновесный угол отклонения маятника θ , положительное значение которого отсчитывалось по часовой стрелке от вертикальной оси катушки.

В эксперименте обнаружено, что при включении поля длинный маятник отклоняется влево (рис. 2,а), а короткий – вправо (рис. 2,б).

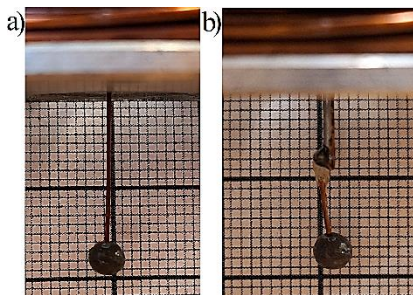


Рис. 2. Длинный (а) и короткий (б) маятник при токе $J = 13$ А

Данный эффект объясняется следующим образом. Магнитная сила F_m стремится повернуть маятник по часовой стрелке, при этом момент данной силы пропорционален длине маятника. Момент магнитных сил M_m , связанный с вектором анизотропии τ , не зависит от длины маятника и стремится повернуть его против часовой стрелки. Поэтому, если центр тела находится в одной и той же точке ($l = \text{const}$), но меняется точка подвеса и L_r , то угол отклонения может менять знак.

Теория. Рассмотрим задачу, схема которой представлена на рис. 1. Единичный вектор вдоль стержня от точки подвеса имеет вид $r_r = (-\sin\theta, -\cos\theta)$. Единичный вектор анизотропии определяется формулой $\tau = \cos\varphi e_x + \sin\varphi e_z$, где $\varphi = 90^\circ - \varphi_r - \theta$. Введем удобные обозначения:

$$A^* = (\mu^{(e)} - \mu_{\parallel}) / (2\mu^{(e)} + \mu_{\parallel}), A = (\mu^{(e)} - \mu_{\perp}) / (2\mu^{(e)} + \mu_{\perp}). \quad (1)$$

Здесь $\mu^{(e)}$ – магнитная проницаемость окружающей среды. Магнитная сила [2], действующая на сферическое тело из АНЭ в неоднородном поле H , может быть записана в виде:

$$F_m = -\mu^{(e)} R_b^3 (k_{\mu} \nabla H^2 / 2 - (A - A^*)(H, \tau)(\nabla_i H_j) \tau^{j\perp} e^i). \quad (2)$$

Здесь $k_{\mu} = A - (A - A^*)(H, \tau)^2 / H^2$, $\tau^{\perp} = (H, \tau)H / H^2$.

На тело действует сила F_b и момент этой силы M_b :

$$F_b = F_m + F_A + P_b, F_A = -\rho_s g V_b, P_b = m_b g, M_b = [(L_r + R_b)r_r, F_b]. \quad (3)$$

Здесь g – ускорение свободного падения, V_b – объем тела и ρ_s – плотность среды, окружающей тело.

Кроме того, по причине анизотропии на тело действует момент магнитных сил M_m относительно центра тела [2]:

$$M_m = \mu^{(e)} R_b^3 (A - A^*)\tau, H. \quad (4)$$

На стержень действует сила F_r и момент этой силы M_r :

$$F_r = -\rho_s g V_r + m_r g, M_r = [0, 5L_r r_r, -\rho_s g V_r] + [0, 5(L_r + 2R_b)r_r, m_r g]. \quad (5)$$

Здесь V_r – объем стержня вне тела.

Суммарный момент сил M , действующий на маятник относительно точки подвеса, имеет вид:

$$M = M_m + M_b + M_r = M e_y. \quad (6)$$

Далее проводились расчеты по данной модели с использованием экспериментальных параметров.

Результаты эксперимента и расчетов для длинного маятника.

Длинный маятник ($z_c = -4$ см, $l_r = 6,2$ см, $L_r = 5,8$ см) подвешен над катушкой. В эксперименте для каждого значения тока из диапазона $0 \leq J \leq 14$ А определялось единственное устойчивое положение равновесия. Экспериментальная зависимость равновесного угла θ длинного маятника от тока J изображена точками на рис. 3. Линией 1 на рис. 3 представлена вычисленная по вышеприведенной модели из условия $M = 0$ зависимость угла θ от тока J для экспериментальных параметров и $\mu_{\perp} = 3,6$, $\mu_{\parallel} = 3,9$ (измеренных силовым методом [2]). А линией 2 изображена та же зависимость для $\mu_{\parallel}(H)$ и $\mu_{\perp}(H)$, измеренных методом искажения приложенного однородного поля поверхностью образца [4] (см. рис. 4, точки – эксперимент, линии – аппроксимация). При токах $J \leq 10$ А хорошее совпадение теории и эксперимента было получено даже для $\mu_{\perp}$, $\mu_{\parallel} = \text{const}$, а при $J > 10$ А учет зависимости магнитных проницаемостей от величины поля позволяет наилучшим образом описать эксперимент теоретической моделью.

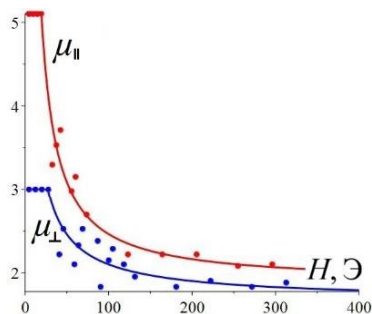
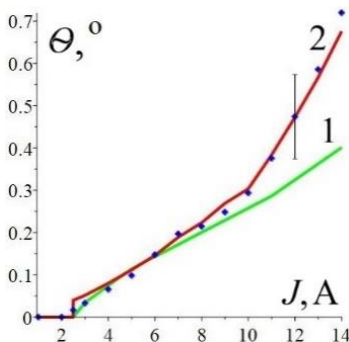


Рис. 3. Зависимости $\theta(J)$, длинный маятник Рис. 4. Эксп. зависимости $\mu_{\parallel}(H)$ и $\mu_{\perp}(H)$

Результаты эксперимента и расчетов для короткого маятника.

Короткий маятник ($z_c = 1,2$ см, $l_r = 1$ см, $L_r = 0,6$ см) способен совершать полный оборот. В эксперименте при включенном поле маятник принудительно проводился через все углы $0 \leq \theta \leq 360^\circ$. Для каждого значения тока из диапазона $0 \leq J \leq 14$ А определялись все положения равновесия. Например, на рис. 5 представлены положения равновесия короткого маятника при токе 5 А: а – первое $\theta_1 = -0,6^\circ$ (нижнее), б – второе $\theta_2 = 153^\circ$ (левое верхнее), с – третье $\theta_3 = -160^\circ$ (правое верхнее). Заметим, что положения равновесия несимметричны.

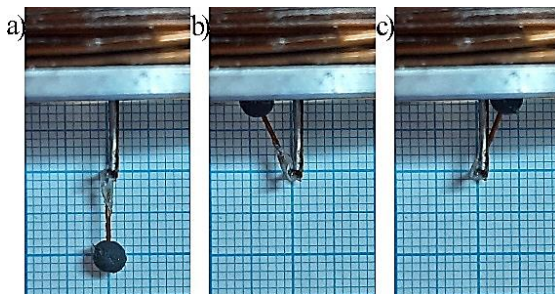


Рис. 5. Равновесие короткого маятника при $J = 5$ А

Экспериментальные зависимости равновесных углов θ короткого маятника от тока J изображены точками на Рис. 6 (погрешность измерения угла составляет $\pm 0,6^\circ$). Обнаружено, что первое положение равновесия реализуется в диапазоне углов $-13^\circ \leq \theta_1 \leq 0^\circ$ при токах $J \leq 13,5$ А (красные точки). Второе положение равновесия варьируется в диапазоне углов $147^\circ \leq \theta_2 \leq 166^\circ$ при токах $4,3 \leq J \leq 14$ А (черные точки). Третье положение равновесия существует в диапазоне углов $-167^\circ \leq \theta_3 \leq -160^\circ$ при токах $4,4 \leq J \leq 5$ А (синие точки). При этом первое и второе положения – устойчивые, а третье – неустойчивое.

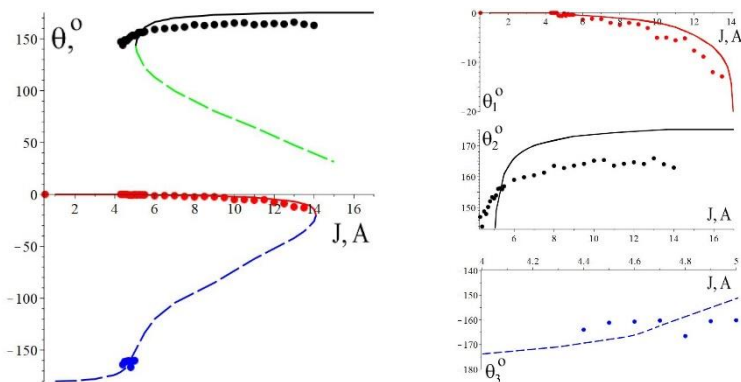


Рис. 6. Зависимость $\theta(J)$ для короткого маятника

Линиями на рис. 6 представлены результаты расчетов по вышеприведенной модели из условия $M = 0$: сплошные линии – устойчивые положения равновесия, пунктирные – неустойчивые. Видно, что теория качественно описывает эксперимент.

Заключение. Экспериментально изучены равновесные положения маятника со сферическим телом из анизотропного намагничивающегося эластомера в неоднородном магнитном поле катушки с током. Показано, что по причине разнонаправленного действия магнитного момента, связанного с анизотропией, и момента магнитной силы направление движения маятника зависит от его длины: длинный маятник отклоняется влево, а короткий – вправо. Показано, что в случае короткого маятника может наблюдаться одно, два или три положения равновесия в зависимости от величины тока.

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова (AAAA-A19-119012990111-7).

Список литературы

1. Ren Z., Sitti M. // Nat. Protoc., 2024, Vol. 19, pp. 441-486.
2. Demin A.A., Merkulov D.I., Pelevina D.A., Kalmykov S.A., Naletova V.A. // Magnetohydrodynamics, 2019, Vol. 55, No 3, pp. 347-352.
3. Меркулов Д.И., Пелевина Д.А., Турков В.А., Налетова В.А. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 1. Матем., мех., 2024, № 3, с. 46-53.
4. Pelevina D.A., Sharova O.A., Turkov V.A., Naletova V.A. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2023, Vol. 587, 171252.

ВЛИЯНИЕ ЛЕГИРОВАНИЯ УГЛЕРОДНЫМИ АНОТРУБКАМИ ОПОРНЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ ПОДШИПНИКОВ СКОЛЬЖЕНИЯ НА ИХ РАБОЧИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

О.Н. Лабкович¹, А.Г. Рекс, В.А. Чернобай

Белорусский национальный технический университет,

Беларусь, 220013, г. Минск, пр-т Независимости, 65

e-mail: labkovich@bntu.by¹

Аннотация. В работе экспериментально установлено, что легирование наноструктурами поверхности вала подшипника увеличивает теплоотвод из зоны трения и снижает уровень вибрации при граничном режиме смазки. Увеличение силы адгезии между наноуглеродными структурами в магнитной жидкости и вращающейся поверхностью повышает их устойчивость в поле центробежных сил, что улучшает рабочие характеристики подшипников скольжения.

Ключевые слова: магнитная жидкость, наноуглеродные структуры, сила адгезии, магнитожидкостный подшипник скольжения.

Для магнитожидкостных подшипников скольжения характерны низкие потери на трение, виброзащитные свойства [1-2]. Однако, с увеличением рабочих скоростей вала до 10 м/с и выше наблюдается выброс магнитной жидкости из рабочего зазора, ее диссипативный разогрев, что ограничивает скоростной интервал работы [3]. Авторами [3] экспериментально показано, что использование суспензии многослойных углеродных нанотрубок (МУНТ) в магнитной жидкости в подшипниках скольжения снижает влияние центробежных сил и улучшает теплообмен в рабочем зазоре. Определяющими факторами при этом являются высокие адгезионные свойства и теплопроводность МУНТ.

В работе экспериментально исследовано влияние легирования структурами МУНТ опорных поверхностей магнитожидкостных подшипников на их предельные рабочие скорости, тепловой режим и виброзащитные свойства.

В качестве материала опорных поверхностей использована немагнитная сталь 12Х18Н10Т. В трех исследуемых конструкциях подшипников скольжения опорными поверхностями являются вал 1 (рис. 1 и рис. 2) и втулка 5 (рис. 3). При прохождении электрического тока через зону контакта инструмент-опорная поверхность происходит пластическая деформация поверхностного слоя и армирование его углеродными нанотрубками. С помощью микроскопа «MeF-3» фирмы «Reicher» обнаружено уменьшение размера зерна в слое от 0,01 мм до 0,001 мм и выявлено присутствие МУНТ в структуре материала на глубине до

0,2 мм от обработанной поверхности. Исследование влияния легирования поверхностного слоя образцов на ударную вязкость на маятниковом копре «Tinius Olsen IT406» показало, что ударная вязкость, КСУ при +20 °С существенно увеличивается с 250 Дж/см² до 420 Дж/см².

Сравнительные испытания образцов на износостойкость проведены на машине трения по методике American Society for Testing and Materials (ASTM G 65). Износ образцов без обработки составил 0,0407 г, а для образцов, легированных МУНТ – 0,0204 г. Таким образом, легирование поверхности детали углеродными наноструктурами увеличивает ее стойкость к абразивному износу в два раза.

Экспериментально исследовано влияние легирования структурами МУНТ опорных поверхностей (вала и втулок) на предельные нагрузки магнитожидкостных подшипников скольжения трех конструкций.

Схема измерительного узла и конструкции подшипника с радиальным магнитным полем, созданным кольцевыми магнитами (осевой размер 20 мм, $H=300$ кА/м) представлена на рис. 1:

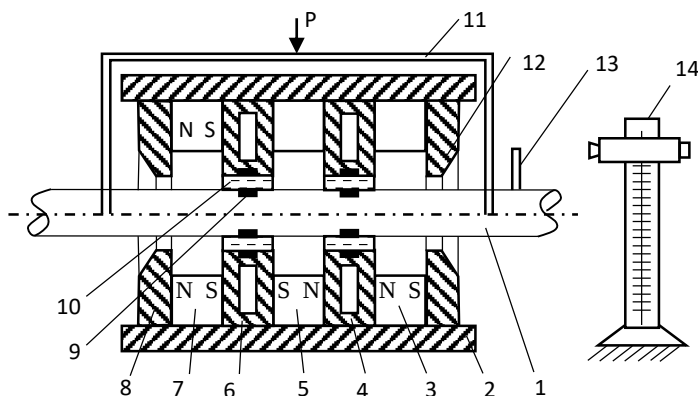


Рис. 1. Схема измерительного узла: 1 – немагнитный вал; 2 – корпус; 3, 5, 7 – магниты; 4, 6 – втулка; 8, 12 – полюса; 9 – термопары; 10 – магнитная жидкость с МУНТ; 11 – шток; 13 – пластина; 14 – катетометр КМ – 8.

Подшипник с периодическим по окружности магнитным полем (N-S) с магнитами размером 16x20x40 мм во втулке в корпусе, $H = 190 \div 230$ кА/м показан на рис. 2.

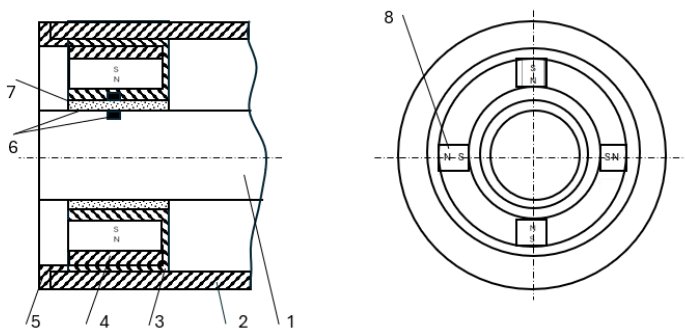


Рис.1. Схема измерительного узла: 1 – немагнитный вал; 2 – корпус; 3, 5, 7 – магниты; 4, 6 – втулка; 8, 12 – полюса; 9 – термопары; 10 – магнитная жидкость с МУНТ; 11 – шток; 13 – пластина; 14 – катетометр КМ – 8

Конструкция с периодическим по окружности магнитным полем (N-S) с магнитами размером 16x20x40 мм на валу, $H = 190 \div 230$ кА/м представлена на рис. 3.

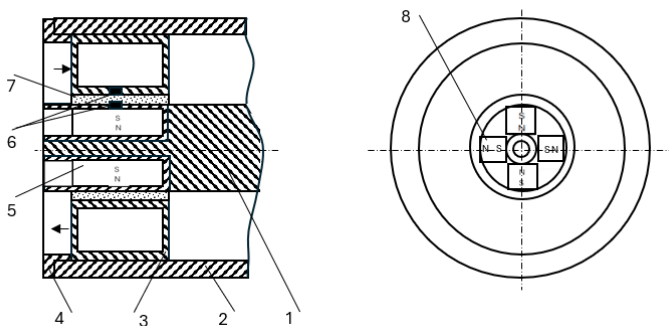


Рис. 3. Схема магнитожидкостного подшипника скольжения (N-S) с магнитами на валу: 1 - немагнитный вал; 2 – корпус; 3,4,5 – втулки; 6 – термопары; 7 – магнитная жидкость с МУНТ; 8 – магниты

Радиальный зазор (r) в подшипниках изменялся от 0,3 до 1 мм, осевой размер опорной поверхности (L) составлял 40 мм, диаметр вала 1 (рис. 1, рис. 2) и наружный диаметр втулки 5 (рис. 3) – 80 мм.

В исследованиях использовались суспензии углеродных нанотрубок (МУНТ) в магнитной жидкости на воде с намагниченностью насыщения $M_s = 32$ кА/м (суспензии МВ-32+2% МУНТ), а также на трансформаторном масле с намагниченностями насыщения M_s соответственно 40 кА/м и 70 кА/м (суспензии ММТ-40+2% МУНТ и ММТ-70+2% МУНТ).

Статические нагрузки на вал 1 осуществлялись через шток 11 и контролировались электронными аналитическими весами AS 220/c/2/N. Смещение вала под действием нагрузки измерялось с помощью катетометра КМ-8 14 и пластины 13, закрепленной на валу (рис. 1).

Экспериментально выявлено, что в пределах погрешности (до 5%) легирование опорных поверхностей магнитожидкостных подшипников не влияло на их максимальные удельные нагрузки и соответствовало результатам, полученным для не легированных поверхностей в работе [4]. При превышении максимальной нагрузки вал не перемещался к опорной поверхности (втулке), толщина слоя суспензии составляла 0,1 мм. Таким образом, показано, что в зазоре подшипника образуется тонкий слой суспензии, который удерживается на легированной поверхности силами адгезионного притяжения между МУНТ в поверхностном слое вала и МУНТ в суспензии.

Исследовалось влияние граничного режима смазки на устойчивость слоя суспензии МУНТ в магнитной жидкости при превышении максимальной нагрузки на вал. На конструкции подшипника скольжения, с радиальным магнитным полем ($N-N$) (рис. 1) для суспензии ММт -70 +2 % МУНТ проводились ресурсные испытания. Нагрузка на вал превышала на 20 % (168 Н) максимальную нагрузку, обеспечивающую гидродинамический режим смазки. Радиальный зазор между валом и втулкой составлял 0,1 мм. Контроль зазора после 120 часов наработки для скорости вращения вала $V = 12$ м/с показал, что толщина слоя суспензии не изменялась: $r = 0,1$ мм. При осмотре поверхности вала с помощью микроскопа «MeF-3» не обнаружено следов абразивного износа.

Влияние углеродных нанотрубок в опорный поверхности на характер течения суспензии и ее устойчивость в поле центробежных сил исследовалось на модификационном вискозиметре HAAKE Viscotester VT 550. Эксперименты проводились для суспензий МУНТ на основе магнитных жидкостей МВ-32, ММт-40, ММт-70 на конструкциях подшипников скольжения, представленных на рис. 1-3. Характер течения суспензий в рабочем зазоре подшипника для гидродинамического режима смазки определялся по зависимости измеренного момента трения $M_{тр}$ от безразмерной скорости вращения вала Ta (числа Тейлора). Число Тейлора определялось из выражения:

$$Ta = Re \left(\frac{r}{R} \right)^{0.5}$$

где $Re = rV/\nu$ – число Рейнольдса, ν – коэффициент кинематической вязкости.

Результаты исследований представлены на рис. 4-7. На этих рисунках результаты с легированием поверхностей углеродными наночастицами отмечены цифрами со штрихом. Видно, что присутствие МУНТ в поверхностном слое опорных поверхностей не влияет на характер течения суспензий в рабочих зазорах подшипников. Устойчивость суспензий в поле центробежных сил увеличивается на 20%, причем эффект не зависит от величины и направления магнитного поля в зазоре, намагниченности магнитной жидкости. Следовательно, определяющим фактором являлось адгезионное притяжение между МУНТ в суспензии и опорной поверхностью.

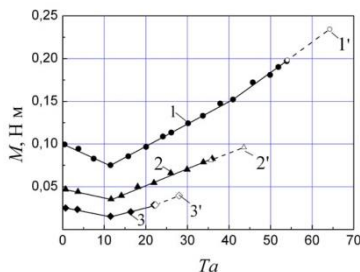


Рис. 4. Зависимость момента трения $M_{тр}$ от числа Тейлора Ta ($N-N$, $H = 300$ кА/м):
1, 1' - ММТ-70+2 % МУНТ;
2, 2' - ММТ-40+2 % МУНТ;
3, 3' - МВ-32+2% МУНТ

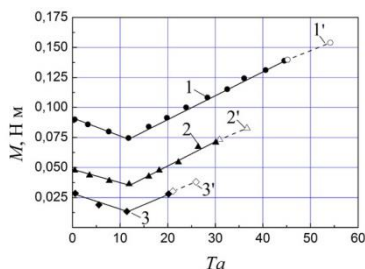


Рис. 5. Зависимость момента трения $M_{тр}$ от числа Тейлора Ta ($N-S$, $H = 190 \div 230$ кА/м):
1, 1' - ММТ-70+2 % МУНТ;
2, 2' - ММТ-40+2 % МУНТ;
3, 3' - МВ-32+2% МУНТ

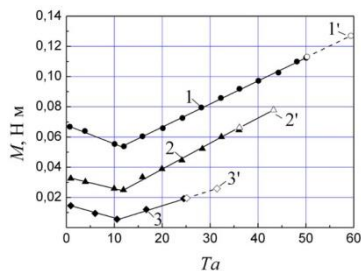


Рис. 6. Зависимость момента трения $M_{тр}$ от числа Тейлора Ta ($N-S$, $H = 190 \div 230$ кА/м):
1, 1' - ММТ-70+2 % МУНТ;
2, 2' - ММТ-40+2 % МУНТ;
3, 3' - МВ-32+2% МУНТ

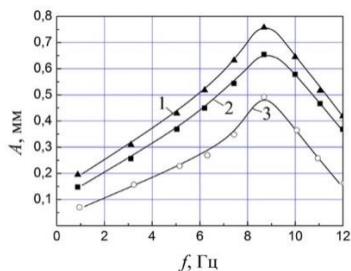


Рис. 7. Зависимость амплитуды колебаний (A) корпуса магнитожиidкостного подшипника от частоты (f):
1 - ММТ-70; 2 - ММТ-70+2 % МУНТ;
3 - ММТ-70+2 % МУНТ+ МУНТ вала

Для конструкции подшипника с радиальным магнитным полем и

суспензии ММТ-70+2% МУНТ исследовалось влияние МУНТ в опорной поверхности на его виброзащитные характеристики при граничном режиме смазки. На корпус 2 (рис.1) устанавливались датчики ускорений КД-32 и KS-50, подающие сигналы на виброметр «Роботрон-00042». Частота и амплитуда колебаний измерялись частотомером ЧЗ-63 и осциллографом С 8-17.

Экспериментально установлено, что при легировании опорной поверхности вала суспензией МУНТ эффективность виброзащиты повышается на 40 %.

Таким образом, легирование опорной поверхности подшипника МУНТ в два раза увеличивает ее стойкость к абразивному износу, повышает устойчивость суспензии в поле центробежных сил, снижает уровень вибрации при граничном режиме смазки.

Список литературы

1. Болотов, А.Н. Триботехника магнитопассивных опор скольжения / А.Н. Болотов, В.Л. Хренов. – Тверь: ТвГТУ, 2008, 124 с.
2. Полетаев, В.А. Расчет фактической площади контакта в подшипниках при гидродинамической (жидкостной) смазки / В.А. Полетаев, А.М. Власов, Т.А. Пахолкова // Трение и смазка в машинах и механизмах: журнал. – М.: ООО НТИ «Машиностроение». 2014. №11. С. 26–31.
3. Лабкович, О.Н. Влияние добавок углеродных наночастиц на предельные скорости кузтовского течения магнитной жидкости / О.Н. Лабкович, С.Г. Погирницкая, Л.В. Сулоева, В.А. Чернобай //16-я междунар. Плесская научная конф. по нанодисперсным магнитным жидкостям (Плес, Россия, 2014): сб. научн. трудов. – Иваново, 2014. – С. 31-34.
4. Лабкович, О.Н. Оптимизация гидродинамических процессов в магнитожидкостных подшипниках скольжения нанокремнеземными структурами / О.Н. Лабкович, С.Г. Погирницкая, А.Г. Рекс, В.А. Чернобай //21-я всероссийская с междунар. участием Плесская научная конф. по нанодисперсным магнитным жидкостям (Плес, Россия, 2024): сб. научн. трудов. – Иваново, 2024. – С.138-143.

ДВИЖЕНИЕ ПЛАВАЮЩЕГО РОБОТА НА ОСНОВЕ ДВУХ СФЕРИЧЕСКИХ НАМАГНИЧИВАЮЩИХСЯ ТЕЛ В ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Ф.Д. Сахно, Д.И. Меркулов¹, Д.А. Пелевина,

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования «Московский государственный университет
имени М.В. Ломоносова», НИИ механики МГУ,
119192, Россия, Москва, Мичуринский просп., д. 1,
e-mail: merkulovdima@mail.ru¹

Аннотация. Создан прототип магнитоуправляемого плавающего робота и проведено экспериментальное исследование его движения в вязкой жидкости вдоль горизонтального дна кюветы в условиях гидроневесомости во вращающемся однородном магнитном поле. Разработана математическая модель движения прототипа. Получено качественное и количественное соответствие теории и эксперимента.

Ключевые слова: магнитоуправляемый робот, плавание тел, намагничивающийся эластомер, вращающееся магнитное поле.



САХНО Федор Дмитриевич, инженер 1 кат. НИИ механики МГУ, студент мех.-мат. факультета МГУ. Исследования поддержаны грантом РНФ № 25-71-00014.



МЕРКУЛОВ Дмитрий Игоревич, к.ф.-м.н, с.н.с. НИИ механики МГУ. Имеет 48 научных публикаций, в том числе 26 статей в журналах. Научно-исследовательская деятельность поддерживалась грантами РНФ и РФФИ.



ПЕЛЕВИНА Дарья Андреевна, к.ф.-м.н, в.н.с. НИИ механики МГУ. Имеет 80 научных публикаций, в том числе 48 статей в журналах. Научно-исследовательская работа поддерживалась грантами РНФ, РФФИ и Президента РФ.

Введение. Перспективным научным направлением в настоящее время является проектирование магнитоуправляемых микророботов из намагничивающихся эластомеров (НЭ) – композитных сред, состоящих из упругой полимерной основы и распределенных в ее объеме ферромагнитных частиц. Например, в работе [1] исследован спиралевидный робот из НЭ, способный совершать направленное движение под действием однородного переменного магнитного поля, наклоненного под фиксированным углом. Робот в виде дугообразного тела из НЭ, управляемый однородным магнитным полем, изучен в [2].

В данной работе рассматривается прототип плавающего робота, содержащий гантелеобразную систему двух сферических тел из НЭ, соединенных немагнитным стержнем. Экспериментально и теоретически исследовано движение робота в вязкой жидкости вблизи горизонтального дна под действием однородного вращающегося магнитного поля. Изучено влияние параметров окружающей жидкости и магнитного поля на движение.

Эксперимент. Авторами создан прототип магнитоуправляемого плавающего робота, конструкция которого состоит из гантелеобразной системы двух сферических тел из НЭ, соединенных немагнитным стержнем из медной проволоки, а также цилиндрического плота и проволочного каркаса, соединяющего плот и систему сферических тел (см. рис. 1). Проволочный каркас позволяет системе сферических тел осуществлять вращательное движение в вертикальной плоскости, не касаясь дна кюветы с жидкостью, что приводит к горизонтальному движению прототипа. Плот, находясь на поверхности жидкости, позволяет сохранять заданное расстояние от центра вращения системы тел до дна кюветы. В конструкции прототипа использовались два одинаковых сферических тела из НЭ с магнитной проницаемостью $\mu_b = 1,2$, радиусом $R_b = 0,25$ см и массой $m_b = 0,09$ г. Стержень, соединяющий сферические тела, имеет следующие размеры: длина $L_r = 1,15$ см, диаметр $d_r = 0,05$ см. Масса стержня $m_r = 0,02$ г. Он проходит сферические тела насквозь, таким образом, что расстояние между ближайшими точками поверхностей тел составляет $l_s = 0,15$ см. Радиус плота $R_w = 1,5$ см, высота плота $h_w = 1,4$ см, плотность материала плота равна $\rho_w = 0,2$ г/см³ (рис. 2). Расстояние от нижнего края плота до центра вращения системы сферических тел $l_w = 1,1$ см.



Рис. 1. Фото магнитоуправляемого робота

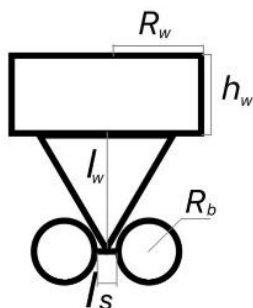


Рис. 2. Схема магнитоуправляемого робота

Однородное вращающееся в вертикальной плоскости магнитное поле H_∞ создавалось двумя парами катушек Гельмгольца, подключенных к биполярным программируемым источникам тока. Радиус горизонтальных катушек $R_{H1} = 11$ см, радиус вертикальных катушек $R_{H2} = 6$ см. Горизонтальные катушки при токе $I = 1$ А создают однородное магнитное поле $H_1 = 122$ Э, а вертикальные $H_2 = 110$ Э. На источники тока при помощи виртуального прибора подавались управляющие сигналы в виде синусоид со сдвигом фаз на $\pi/2$.

В качестве окружающей жидкости использовались глицерин и различные растворы глицерина в воде. Для расчетов были выбраны табличные значения вязкости растворов при температуре 38°C . Раствор №1: вода-глицерин 1:1 (по объему), плотность $\rho_f = 1,14$ г/мл, вязкость $\eta_f = 0,04$ П. Раствор №2: вода-глицерин 1:2 (по объему), $\rho_f = 1,17$ г/мл, $\eta_f = 0,08$ П. Глицерин: $\rho_f = 1,26$ г/мл, $\eta_f = 3$ П. Магнитная проницаемость всех окружающих жидкостей равнялась $\mu_f = 1$.

Эксперимент проводился следующим образом. Прямоугольная пластиковая кювета с прозрачными стенками, заполненная жидкостью, располагалась в области действия однородного магнитного поля. Минимальное расстояние от сферического тела до дна кюветы h задавалось путем изменения уровня жидкости. В центр кюветы с жидкостью при выключенном поле помещался прототип плавающего робота. Далее включалось вращающееся магнитное поле, которое приводило к вращению системы сферических тел. В некоторых полях тела вращались однонаправленно с полем, а весь прототип двигался в сторону твердотельного качения гантелеобразной системы тел. Заметим, что сферические тела при вращении не касались дна кюветы. Проводилась видеофиксация движения прототипа с последующей раскадровкой и определением средней скорости движения v_{cp} . Графики экспериментальной зависимости v_{cp} от частоты вращения магнитного поля f представлены на рис. 3 (погрешность измерения скорости показана вертикальным отрезком).

Вначале при фиксированном расстоянии до дна $h = h_2 = 0,15$ см рассматривались две различные жидкости: раствор №1 и раствор №2 (рис. 3, кривые 2, 3). Обнаружено, что при фиксированной частоте скорость незначительно возрастает с увеличением вязкости в исследуемом диапазоне $0,2 \leq \eta_f \leq 1,2$ П. А при фиксированной вязкости скорость возрастает с увеличением частоты в диапазоне $1,5 \leq f \leq 4$ Гц. При дальнейшем увеличении f прототип не двигался. Это связано с тем, что система сферических тел не успевает синфазно вращаться вместе с полем из-за инерции тел и вязкого сопротивления жидкости.

Аналогичный эксперимент был проведен при фиксированном расстоянии до дна $h = h_1 = 0,05$ см и различных жидкостях: раствор №1 и глицерин (рис. 3, кривые 1, 4). При фиксированной вязкости скорость v_{cp} возрастает с увеличением частоты вращения поля до некоторого критического значения, а при дальнейшем увеличении частоты скорость прототипа падает. Значительное увеличение вязкости при использовании глицерина уменьшило скорость движения прототипа в три раза по сравнению с раствором №1.

Далее в одной и той же окружающей жидкости (раствор №1) проводились эксперименты при различных расстояниях до дна: $h_1 = 0,05$ см и $h_2 = 0,15$ см (рис. 3, кривые 1, 2). При фиксированной вязкости окружающей жидкости средняя скорость прототипа убывает с увеличением расстояния до дна в исследуемом диапазоне глубин $h_1 \leq h \leq h_2$. Максимальная скорость прототипа $v_{max} = 0,2$ см/с наблюдается при движении в растворе №1 на расстоянии $h_1 = 0,05$ см.

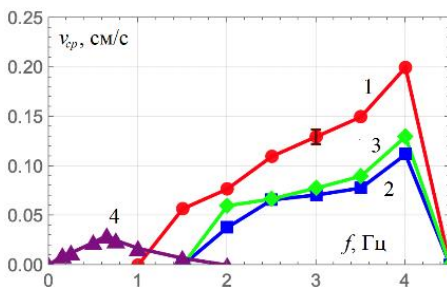


Рис. 3. Зависимость скорости прототипа от частоты вращения поля:
1 - раствор №1, $h_1 = 0,05$ см;
2 - раствор №1, $h_2 = 0,15$ см; 3 - раствор №2, $h_2 = 0,15$ см; 4 - глицерин, $h_1 = 0,05$ см

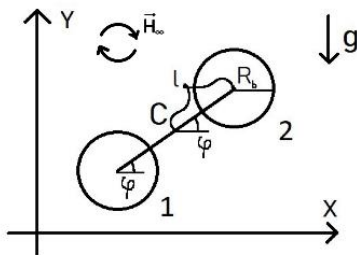


Рис. 4. Схема системы сферических тел

Теория. Была разработана математическая модель движения гантелеобразной системы сферических тел из НЭ (см. Рис. 4) в вязкой жидкости вблизи дна в однородном вращающемся магнитном поле. Уравнение движения центра масс системы и уравнение вращения задаются следующим образом:

$$M dv_x / dt = \Sigma F_{vx} - k \eta_f v_x; \quad y = const; \quad (1)$$

$$J \ddot{\phi} = 2[\mathbf{l}, \mathbf{F}_{m2}]_z + [\mathbf{l}, \mathbf{F}_{v2}]_z - [\mathbf{l}, \mathbf{F}_{v1}]_z - M_{vz}. \quad (2)$$

Здесь M – масса гантелеобразной системы тел с учетом присоединенных масс, согласно [3], J – момент инерции системы с учетом присоединенных моментов инерции по [3], k – коэффициент вязкого сопротивления потока, $\sum F_v$ – суммарная сила вязкого сопротивления, действующая на систему, $\mathbf{l} = \mathbf{e}_x (x_2 - x_1)/2 + \mathbf{e}_y (y_2 - y_1)/2$.

Магнитная сила, используемая в (2), имеет вид (V_b – объем тела):

$$\mathbf{F}_{mi} = -\frac{3}{8\pi} V_b \mu_f k_\mu \nabla \mathbf{H}_j^2, k_\mu = \frac{\mu_f - \mu_b}{2\mu_f + \mu_b}, i \neq j; i, j = 1, 2. \quad (3)$$

Магнитное поле $\mathbf{H}_j$ выражается через потенциал ϕ_j согласно формуле:

$$\mathbf{H}_j = \nabla \phi_j, \phi_j = (\mathbf{H}_\infty \cdot \mathbf{r}_j)(1 + k_\mu R_b^3 / r_j^3), \mathbf{r}_j = (x - x_j, y - y_j, 0). \quad (4)$$

В модели учитывается вязкая сила, действующая на сферические тела, при наличии дна кюветы в соответствии с теорией [4]:

$$\mathbf{F}_{vi} = -6\pi\eta_f R_b (\lambda_{xi} \dot{x}_i \mathbf{e}_x + \lambda_{yi} \dot{y}_i \mathbf{e}_y). \quad (5)$$

Сила и момент силы вязкого сопротивления, действующие на стержень, заданы согласно [5]:

$$\mathbf{F}_{vr} = \frac{2(l - R_b)v_x}{\ln(0,5l_r / R_r) + C_1}, M_{vrx} = \frac{8\pi(l - R_b)^3 \eta_f \dot{\phi}}{3\ln(0,5l_r / R_r) + C_2}. \quad (6)$$

В формулах (5) и (6) использованы коэффициенты $\lambda_{xi}(y_i)$, $\lambda_{yi}(y_i)$, C_1 , C_2 , вычисляемые в соответствии с [4, 5].

Расчеты. Была разработана компьютерная программа для теоретического исследования движения прототипа. Расчет проводился на основе параметров эксперимента для различных жидкостей и частот вращения поля. Построены теоретические зависимости x -координаты средней скорости центра масс v_{cp} от времени t .

Для эксперимента в глицерине получено хорошее совпадение с теорией (см. рис. 5). Критическая частота магнитного поля (при которой достигается максимальная скорость), полученная в численном расчете, близка к экспериментальному значению $f_c = 0,65$ Гц. При частотах поля, меньших критического значения, теоретически получено, что частота вращения гантелеобразной системы тел постоянная и совпадает с частотой магнитного поля. При частотах поля, больших критического значения, частота вращения системы тел переменная и не достигает частоты поля.

Для раствора №1 на расстоянии до дна $h_1 = 0,05$ см при частотах $f \leq 4$ Гц получено хорошее совпадение теории и эксперимента (рис. 6).

Однако критическая частота магнитного поля (при которой скорость максимальная) в расчетах оказалась больше, чем в эксперименте.

При расчетах движения в растворах №1 (рис. 7) и №2 (рис. 8) для $h_2 = 0,15$ см получено качественное совпадение экспериментальных и теоретических результатов, однако значение средней скорости в расчетах превышает экспериментальное, что может быть вызвано влиянием дна на распределение давления в жидкости.

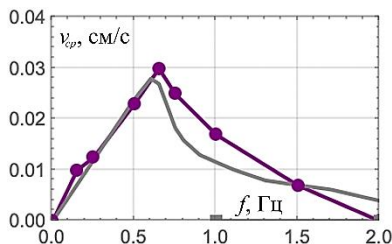


Рис. 5. Сравнение данных эксперимента в глицерине при $h_1 = 0,05$ см (точки) с численным расчетом (серая линия)

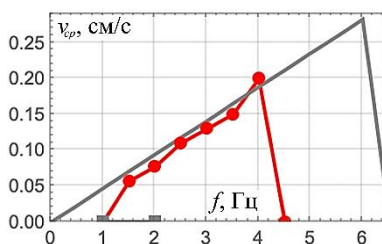


Рис. 6. Сравнение данных эксперимента в растворе №1 при $h_1 = 0,05$ см (точки) с численным расчетом (серая линия)

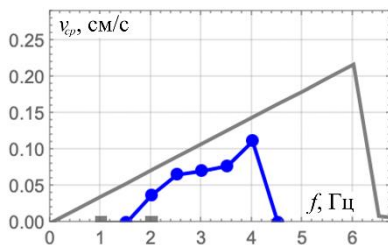


Рис. 7. Сравнение данных эксперимента в растворе №1 при $h_2 = 0,15$ см (точки) с численным расчетом (серая линия)

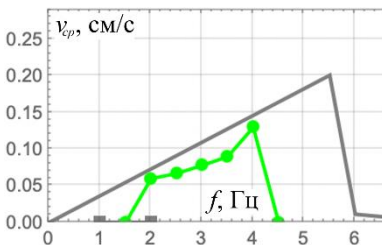


Рис. 8. Сравнение данных эксперимента в растворе №2 при $h_2 = 0,15$ см (точки) с численным расчетом (серая линия)

Заключение. Экспериментально показана возможность создания направленного движения прототипа за счет вращения гантелеобразной системы сферических тел из намагничивающегося эластомера под действием переменного магнитного поля в вязкой жидкости вблизи дна кюветы. Получена немонотонная зависимость средней скорости движения прототипа от частоты вращения поля и от вязкости жидкости. Показано падение скорости при удалении прототипа от дна кюветы. Проведено сравнение полученных в расчетах средних скоростей движения прототипа с экспериментальными данными, получено хорошее соответствие теории и эксперимента.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 25-71-00014, <https://rscf.ru/project/25-71-00014/>.

Список литературы

1. Merkulov D.I., Pelevina D.A., Turkov V.A., Vinogradova A.S., Naletova V.A. // *Acta Astronautica*, 2021, Vol. 181, pp. 579-584.
2. Ijaz S., Li H., Hoang M.C., Kim C.-S., Bang D., Choi E., Park J.-O. // *Sensors and Actuators A: Physical*, 2020, Vol. 301, 111707.
3. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В., Теоретическая гидромеханика / Государственное издательство физико-математической литературы, 1963. 1,2.
4. Happel J., Brenner H., *Low Reynolds number hydrodynamics* / Prentice-Hall, Hoboken, 1965.
5. Brenner H. // *Int. J. Multiphase Flow.*, 1974, Vol. 1, pp. 195-341.

ЭЛЕКТРОПРОВОДЯЩАЯ МАГНИТНАЯ ЖИДКОСТЬ КАК СРЕДСТВО БОРЬБЫ С ПОДШИПНИКОВЫМИ ТОКАМИ

С.А. Нестеров¹, А.А. Миронова

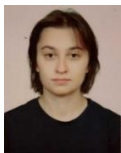
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования «Ивановский государственный энергетический
университет имени В.И. Ленина»,
Россия, 153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34
e-mail: elmash@em.ispu.ru¹

Аннотация. Эксплуатация электродвигателей в системах с частотным регулированием сопряжена с проблемой преждевременного выхода из строя подшипников качения из-за протекающих через них паразитных токов. В работе предложен метод создания стабильного электрического контакта между корпусом и валом с помощью магнитоэлектрического уплотнения (МЖУ), заполненного электропроводящей магнитной жидкостью (МЖ) с добавлением графита или графена. На основе схемы замещения для синфазного тока, разработанной в среде MatLab Simulink с учетом паразитных емкостей узлов двигателя, исследовано влияние электропроводящего магнитоэлектрического кольца на подшипниковый ток. Установлено, что введение в схему активного сопротивления, моделирующего кольцо МЖ, включенного параллельно емкости подшипника, приводит к снижению тока через подшипник и подавлению высокочастотной составляющей напряжения. Полученные результаты подтверждают эффективность и перспективность применения МЖУ с электропроводящей МЖ в качестве альтернативы щеточным системам заземления вала, в том числе во взрывоопасных средах.

Ключевые слова: подшипниковые токи, электропроводящая магнитная жидкость, электрический двигатель, магнитоэлектрическое уплотнение, частотное регулирование, схема замещения.



НЕСТЕРОВ Сергей Александрович, окончил Ивановский энергетический институт в 2011 г. 2019 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме: Совершенствование моделей и конструкций поршневых электромеханических магнитоэлектрических демпферов. Имеет 88 научных публикаций. В настоящее время является заведующим кафедры Электромеханики ИГЭУ.



МИРОНОВА Алла Андреевна, окончила магистратуру ИГЭУ по профилю Электромеханика в 2022 году. Имеет 7 научных публикаций. В настоящее время является аспирантом на кафедре Электромеханики ИГЭУ.

Одной из актуальных проблем эксплуатации электродвигателей, особенно в системах с частотным регулированием, является преждевременный выход из

стройка подшипников качения. Значительная доля отказов обусловлена прохождением через подшипники так называемых паразитных токов. Эти токи приводят к электрической эрозии поверхностей качения, деградации смазочного материала и заклиниванию подшипника [1–3].

Традиционным методом борьбы с подшипниковым током является шунтирование подшипника путем создания контролируемого пути отвода потенциала через корпус на землю. [4]

В качестве перспективной альтернативы щеточному контакту рассматривается использование магнитожидкостного уплотнения с электропроводящей магнитной жидкостью, полученной добавлением в нанодисперсную МЖ на основе магнетита до 0,5 % по массе частиц графена или графита, стабилизированных олеиновой кислотой [5–7]. Конструкция МЖУ содержит несколько зубцов, удерживающих под собой электропроводящую МЖ магнитным полем, и обеспечивает надежный и стабильный электрический контакт вращающегося вала с корпусом, что предотвращает накопление заряда в подшипнике и электрический пробой его смазочного слоя.

На рис. 1 в разрезе электродвигателя показаны пути протекания паразитных подшипниковых токов для разных механизмов генерации [1, 4, 8]: ток подшипника, генерируемый вследствие высокоскоростных переключений силовых ключей инвертора (линия 1); ток электроэрозионной обработки, представляющий собой ток короткого замыкания, протекающий через подшипник при накоплении заряда и пробое масляной пленки (линия 2); высокочастотный циркулирующий подшипниковый ток, индуцированный неуравновешенным потенциалом между подшипниками приводного и не приводного концов вала (линия 3); ток заземления вала через приводной механизм (линия 4).

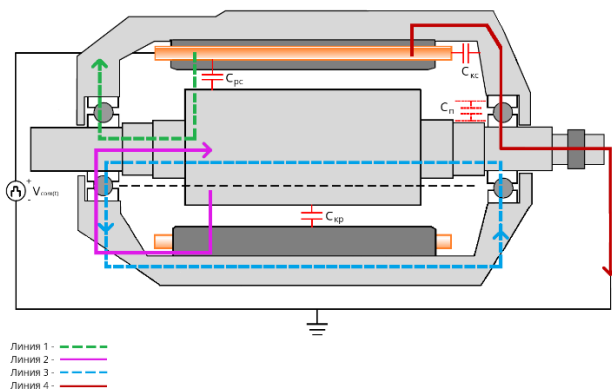


Рис. 1. Пути протекания паразитных токов в электродвигателе

Исследование влияния магнитожидкостного уплотнения с электропроводящей МЖ на токи, генерируемые в системе «преобразователь частоты – двига-

тель», проведено на разработанной в MatLab Simulink электрической схеме замещения, показанной на рис. 2 и учитывающей паразитные емкости между узлами электродвигателя и активное сопротивление кольца электропроводящей МЖ.

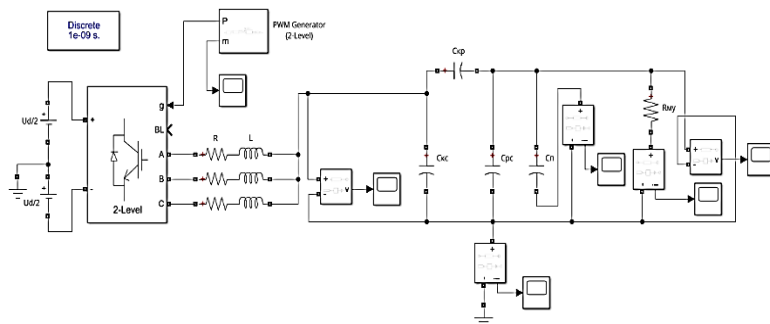


Рис. 2. Схема замещения асинхронного двигателя для расчета тока через под-

Источником возбуждения является синфазное напряжение V_{com} (common-mode voltage), возникающее на выходе инвертора. Пути протекания токов определяются следующими основными емкостями: между обмоткой статора и корпусом двигателя C_{kc} ; между обмоткой статора и ротором C_{pc} ; между ротором и корпусом $C_{кр}$; емкостью подшипника, образованной масляной пленкой $C_{п}$.

В [9] приведены результаты исследования электрофизических характеристик пластичных смазочных материалов с графитовым наполнителем. Так, по результатам исследования, удельная электрическая проводимость системы с добавлением 0,5 % по массе наноуглеродного графита равна 0,36 См/м.

Влияние электропроводящей МЖ, используемой в качестве шунтирующего элемента, учтено дополнительным активным сопротивлением $R_{му}$, включенным параллельно эквивалентной емкости подшипника $C_{п}$ и характеризующим электрическое сопротивление магнитожидкостного уплотнения. Тем самым токи, наведенные синфазным напряжением, получают дополнительный путь стока с вала на корпус через электропроводящие магнитожидкостные кольца МЖУ. Чем ниже сопротивление $R_{му}$, тем большая часть тока шунтируется, минуя подшипник.

Для предварительной оценки при расчете электрического сопротивления принято допущение о том, что в создании электрического контакта между подшипниковым щитом и вращающимся валом задействована только область магнитожидкостной пробки, находящаяся непосредственно под вершиной зубца МЖУ. Отказ от учета реальной формы магнитожидкостной пробки сильно упрощает аналитический расчет, но завышает величину активного сопротивления магнитожидкостного кольца. С учетом этого допущения в качестве формулы для расчета величины электрического сопротивления МЖУ получено значение 2,1 Ом, что сопоставимо с величиной переходного сопротивления щеточного контакта угольных щеток и значительно меньше сопротивления щеток из токопроводящего микроволокна.

На рис. 3–5 представлены результаты расчета паразитных токов в MatLab Simulink для схемы замещения без учёта активного сопротивления электропроводящего магнитожидкостного кольца.

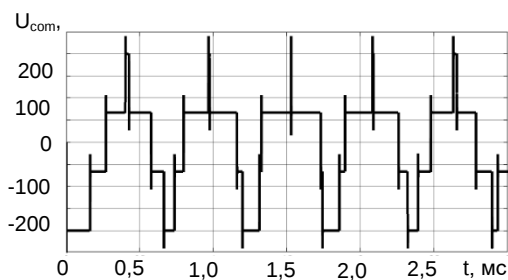


Рис. 3. Синфазное напряжение

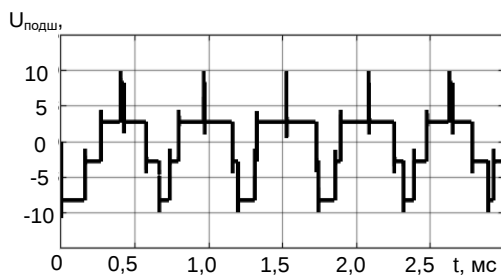


Рис. 4. Напряжение на подшипнике

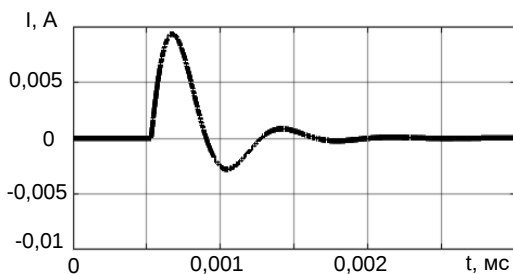


Рис. 5. Ток через подшипник

На рис. 6–8 показаны результаты расчета паразитных токов для схемы, включающей активное сопротивление $R_{\text{му}}$, моделирующее кольцо электропроводящей МЖ.

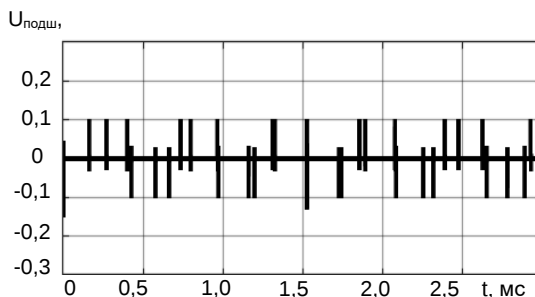


Рис. 6. Напряжение на подшипнике

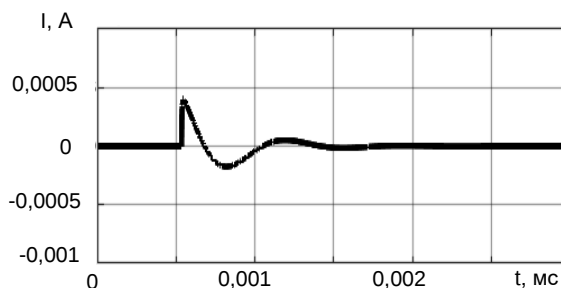


Рис. 7. Ток через подшипник

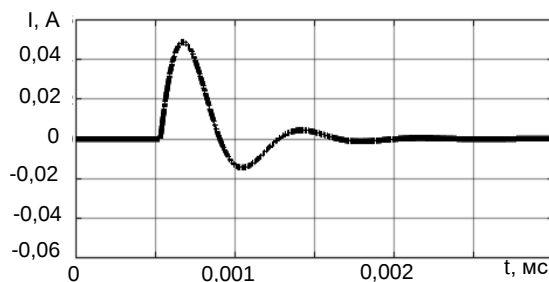


Рис. 8. Ток через магнитожидкостное кольцо

Анализ результатов расчета схемы замещения без учета активного сопротивления электропроводящего магнитожидкостного кольца показывает, что синфазное напряжение $U_{\text{сфм}}$ (рис. 3) имеет амплитуду около 250 В и частоту следования импульсов 5 кГц, что соответствует типовым параметрам ШИМ-инвертора. Напряжение на подшипнике (рис. 4) повторяет форму синфазного напряжения, при этом амплитуда высокочастотной составляющей составляет 9,8 В. Ток через подшипник (рис. 5) имеет амплитуду около 9,33 мА, что свиде-

тельствует о наличии энерговыделения в подшипниковом узле, способного привести к электрической эрозии.

При введении в схему активного сопротивления $R_{\text{мж}} = 2,1 \text{ Ом}$ (расчетное значение для МЖУ проводимостью $0,36 \text{ См/м}$) параллельно емкости подшипника картина существенно меняется. При сохраняющемся неизменным синфазном напряжении напряжение на подшипнике (рис. 6) теряет выраженную высокочастотную составляющую, и его действующее значение устанавливается на уровне 4 мВ. Ток через подшипник (рис. 7) снижается в 23 раза (до 0,4 мА) по сравнению с нешунтированным состоянием. Пиковый ток через магнитожидкостное кольцо (рис. 8) составляет 48,5 мА. Для удобства анализа результаты моделирования сведены в таблицу.

Таблица. Параметры подшипникового узла без МЖ и с МЖ

Параметр	Без МЖ	С МЖ	Результат
Пиковый ток заземления, А	2,77	2,77	0 %
Пиковый ток через подшипник, мА	9,33	0,4	–96 %
Пиковый ток через магнитожидкостное кольцо, мА	–	48,5	–
Напряжение на подшипнике max, В	9,8	0,1	подавлено
Напряжение на подшипнике RMS, В	4,47	0,004	подавлено

Полученные результаты подтверждают, что даже при завышенном расчетном сопротивлении магнитожидкостного уплотнения 2,1 Ом достигается существенное снижение тока через подшипник, что значительно повышает срок его службы.

Список литературы

1. Pei T., Zhang H., Hua W., Zhang F. Comprehensive Review of Bearing Currents in Electrical Machines: Mechanisms, Impacts, and Mitigation Techniques // *Energies*. 2025. Vol. 18, No. 3. P. 517.
2. Weicker M., Safdarzadeh O., Binder A. Influence of static rotor imbalance on the roller bearing damage due to inverter-induced bearing currents // 24th European Conference on Power Electronics and Applications (EPE'22 ECCE Europe). 2022. P. 1–11.
3. Safdarzadeh O., Binder A. Measuring Electric Contact in an Axial Ball Bearing at DC Current Flow // *IEEE Transactions on Industry Applications*. 2025. No. 59(3). P. 3341–3352.
4. Tranquilini F., Krusemark B., Zawadzki M. The Different Types of Shaft Bonding Devices and Their Effectiveness // *IEEE Petroleum and Chemical Industry Committee Conference (PCIC)*. Vancouver, BC, Canada, 2019. P. 443–454.
5. Pat. US 4604229A. Electrically conductive ferrofluid compositions and method of preparing and using same / K. Raj, L. Borduz, H.L. Gowda. 1985.
6. Диканский Ю.И., Верера Ж.Г., Смерек Ю.Л., Аксенов А.В. Особенности

электропроводности и теплопроводности магнитного нанокolloида с мелко-дисперсным немагнитным наполнителем // Нанотехника. 2009. № 18. С. 20–24.

7. Закинян Р.Г., Смерек Ю.Л., Закинян А.Р. К механизму электропроводности магнитной жидкости с графитовым наполнителем // Известия вузов. Северо-Кавказский регион. Естественные науки. 2004. № 3. С. 52–55.

8. Zheng J., Xiang D., Li H., Quach D.C. An Investigation into the Effect of Bearing Grease Degradation on the High-frequency dv/dt Bearing Current in an Inverter-fed Motor System // The 6th International Conference on Power and Renewable Energy. Shanghai, China, 2021. P. 543–547.

9. Смирнова А.И., Минеев Л.И., Герасимов И.А. и др. Исследование электрофизических характеристик пластичных смазочных материалов // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2022. Т. 88, № 10. С. 43–47.

10. Нестеров С.А., Бакланов В.Д. Effect of Motor Shaft Eccentricity on the Performance of High-Speed Magnetic Fluid Sealer // Problems of the Regional Energetics. 2024. No. 1(61). P. 26–33. DOI: 10.52254/1857-0070.2024.1-61.03.

АНАЛИЗ ИЗМЕНЕНИЯ ТЕПЛОВОГО СОСТОЯНИЯ МАГНИТОЖИДКОСТНОГО ГЕРМЕТИЗАТОРА ВО ВРЕМЯ РАБОТЫ

С.А. Нестеров¹, В.Д. Бакланов

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования «Ивановский государственный энергетический
университет имени В.И. Ленина»,
Россия, 153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34
e-mail: elmash@em.ispu.ru¹

Аннотация. При работе магнитожидкостного герметизатора в рабочем зазоре происходит диссипация энергии за счет вязкостного трения слоев магнитной жидкости, что в разы увеличивает температуру магнитной жидкости. С ростом температуры физические параметры жидкости изменяются. Проведено экспериментальное исследование этого процесса и его влияние на рабочие характеристики магнитожидкостного герметизатора при различных частотах вращения уплотняемого вала и конфигурациях магнитной системы. Полученные данные могут быть использованы при проектировании магнитожидкостных устройств и способствовать повышению их надежности.

Ключевые слова: магнитная жидкость, магнитожидкостный герметизатор, тепловые процессы, вязкость магнитной жидкости.



НЕСТЕРОВ Сергей Александрович, окончил Ивановский энергетический институт в 2011 г. 2019 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме: Совершенствование моделей и конструкций поршневых электро-механических магнитожидкостных демпферов. Имеет 88 научных публикаций. В настоящее время является заведующим кафедры Электромеханики ИГЭУ.



БАКЛАНОВ Владислав Дмитриевич, ИГЭУ кончил магистратуру ИГЭУ по профилю Электромеханика и электрические аппараты в 2025 году. Имеет 3 научных публикации, в том числе 2 статьи, 5 свидетельства на программный продукт. В настоящее время является аспирантом кафедры электромеханики.

Технология магниожидкостной герметизации по сравнению с штатными уплотнениями обеспечивает качественно более высокий уровень уплотнения вращающегося вала, не приводя при этом к истиранию уплотняемой поверхности за счет чисто жидкостного трения. Потребность в более высоком уровне герметизации, как правило, сопряжена с

сопоставимым по уровню требованиям к надежности этих узлов [1].

Данная работа посвящена изучению изменения теплового состояния МЖГ как диссипативной системы и анализу влияния изменения теплового состояния системы на ее рабочие параметры [2]. Исследования проводятся на испытательной установке, приведенной на рис. 1.



Рис. 1. Стенд для исследования МЖГ

Испытательный стенд позволяет проводить измерения критического перепада давления МЖГ с различными параметрами скорости, индукции магнитного поля, геометрией магнитной системы, результаты эксперимента фиксируются датчиками и записываются в память компьютера. В данной работе применены концентраторы магнитного поля на валу, величина рабочего зазора составляла 0,5 и 0,8 мм. Исследуемым образцам МЖ присвоены цифробуквенные обозначения, далее по тексту: МЖ1.5 – МЖ на основе синтетического масла; МЖ2.3 – МЖ на основе полиэтилсилоксановой жидкости; МЖ3.2 – МЖ на основе полиметилсилоксановой жидкости. Все образцы имеют одинаковую намагниченность насыщения 40 кА/м.

Эксперимент проводится при комнатной температуре 296 К, в начале поверхности рабочего зазора протираются, выставляется требуемая геометрия магнитной цепи. На катушку намагничивания подается напряжение и выставляется требуемый уровень индукции магнитного поля. С помощью шприца ориентируясь на массовые показатели заправляется

объем МЖ соответствующий поперечному сечению магнитожидкостной пробки 4 мм². После заправки, вал МЖГ проворачивается вручную на несколько полных оборотов в обе стороны для равномерного распределения МЖ по всей поверхности ещё не смоченного рабочего зазора. Эксперимент продолжается 1 час, фиксация параметров производится с динамическим шагом, увеличивающимся по мере приближения к установившемуся состоянию, в течении первых трех минут фиксация проводится через: 2 с, 5с, 10с, 15с, 20с, 30с, 40с, 50с, 60 с, 90 с, 120 с, 180 с, и т.д., от пуска электродвигателя. Результаты тепловизионной фиксации для МЖ1.5 при скорости на поверхности вала 5 и 25 м/с при величине зазора 0,5 мм представлены на рис. 2–3, соответственно.

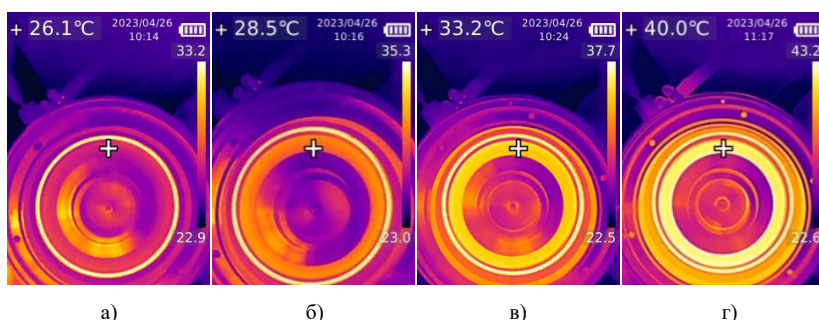


Рис. 2. Тепловое состояние МЖГ. МЖ1.5, скорость 5 м/с, зазор 0,5 мм:
а – 10 секунд, б – 2 минут, в – 10 минут, г – 60 минут.

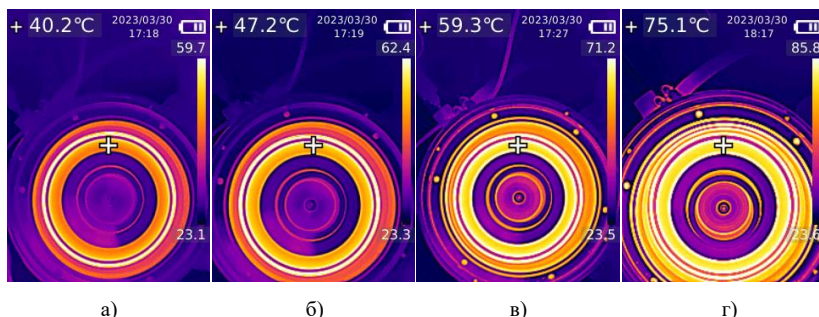


Рис. 3. Тепловое состояние МЖГ. МЖ1.5, скорость 25 м/с, зазор 0,5 мм:
а – 10 секунд, б – 2 минут, в – 10 минут, г – 60 минут.

На представленных телевизионных картинах температуре МЖ соответствует цифра в верхней части цветового спектра. Перекрестие направлено на боковую часть подвижного полюса, значение в этой области отоб-

ражается в левом верхнем углу. На рис. 4 показаны зависимости температуры и потерь в МЖГ от времени из рассматриваемых опытов.

Характеристика изменения температуры МЖ представляет собой естественный, приходящему к установившемуся значению переходный процесс. В первые минуты МЖ активно разогревается вместе с тем уменьшается ее вязкость, что можно заметить на графике потерь. Конечная температура практически достигается уже на 40 минуте, можно отметить, что её величина с увеличением скорости также увеличивается. На рис. 5 представлены зависимости для рабочего зазора 0,8.

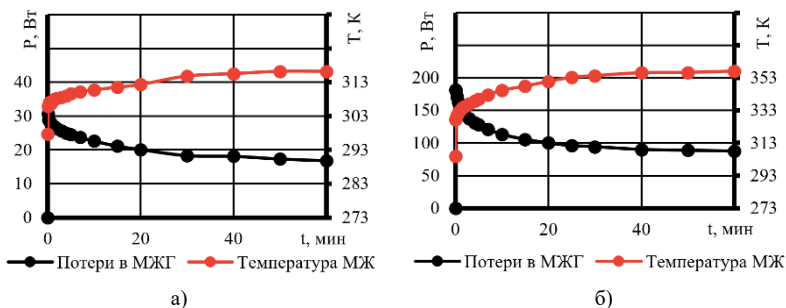


Рис. 4. Зависимость потерь на трение и температуры МЖ в МЖГ. МЖ1.5, зазор 0,5 мм, $S_{МЖ} = 4 \text{ мм}^2$: а – скорость 5 м/с, б – скорость 25 м/с

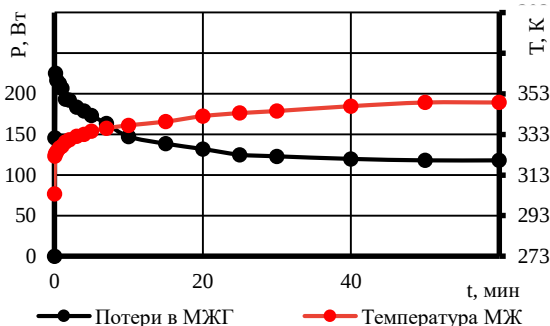


Рис. 5. Зависимость потерь на трение и температуры МЖ в МЖГ. МЖ1.5, скорость 25 м/с, зазор 0,8 мм, $S_{МЖ} = 4 \text{ мм}^2$.

С увеличением зазора конечная температура уменьшается это можно объяснить так – увеличение зазора влияет на распределение ско-

рости в МЖ таким образом, что с увеличением зазора скорость, передающаяся жидкости от уплотняемого вала распределяется через большее число слоев. В итоге относительное смещение двух слоев становится меньше, с тем и тепловыделение. Вязкостное сопротивление, оказываемое МЖГ приводному двигателю наоборот больше из-за меньшего снижения вязкости из-за разогрева вследствие меньшей температуры МЖ.

На рис. 6 представлены температурные зависимости для исследуемых образцов МЖ для рабочего зазора 0,5 мм.

Из анализа результатов можно отметить что образец МЖ1,5 имеющий вязкость при комнатной температуре в 3,1 раза превышающую вязкость МЖ2,3 за счет менее выраженной температурной зависимости приходит к температурному равновесию на уровне с меньшей температурой.

Полученные зависимости могут быть использованы на этапе проектирования магнитожидкостного уплотнения и способствовать повышению надежности агрегата за счет уточнения теплового состояния МЖ.

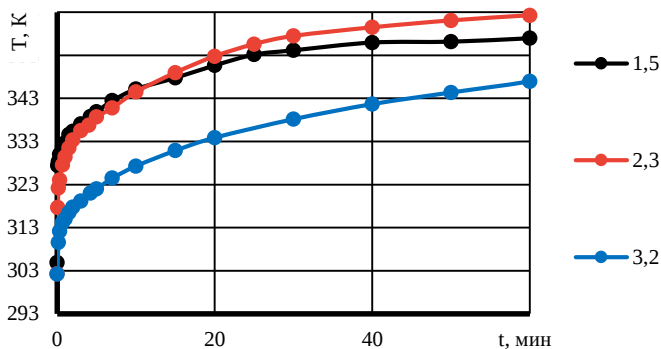


Рис. 6. Изменение температуры от времени для разных образцов МЖ. зазор 0,5 мм, скорость 25 м/с.

Из анализа полученных результатов можно отметить, что вязкость жидкости основы и её зависимость от температуры является основной компонентой вязкости МЖ. Использование МЖ на основе жидкости носителя с меньшей вязкостью, с меньшей выраженностью температурной зависимости вязкости позволит уменьшить величину диссипативных потерь в МЖ. Учет температурного режима и вязкостный разогрев МЖ на этапе проектирования позволит расширить область применения технологии магнитожидкостной герметизации с учетом рабочих условий,

предостеречь от нежелательных последствий в виде неучтённого источника тепла, что особенно актуально для космических аппаратов, не имеющих возможность отводить тепло в атмосферу.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-79-00156, <https://rscf.ru/project/22-79-00156/>.

Список литературы

1. Казаков Ю.Б. Герметизаторы на основе нанодисперсных магнитных жидкостей и их моделирование / Ю.Б. Казаков и др. Иваново, ИГЭУ, 2010. 184 с.
2. Nesterov S.A. and Baklanov V.D. / Development of a Model and Experimental Study of Thermal Processes in a Ferrofluid Sealer // Problems of the Regional Energetics. – 2023. – Vol. 2 (58). P. 52-60. DOI: 10.52254/1857-0070.2023.2-58-05

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В РАБОЧЕМ ЗАЗОРЕ МАГНИТОЖИДКОСТНОГО СЕПАРАТОРА

В.А. Филиппов¹, В.Е. Шоронов

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования «Ивановский государственный энергетический
университет имени В.И. Ленина»

Россия, 153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34
e-mail: 9basy9@gmail.com¹

Аннотация. Разработана двумерная математическая модель распределения магнитной жидкости в рабочем зазоре магнитожидкостного сепаратора (МЖС). Модель реализована в программном комплексе COMSOL Multiphysics и объединяет расчет магнитного поля, течения двухфазной среды и движения границы раздела магнитной жидкости (МЖ) и воздуха методом фазового поля. Получены распределения магнитного поля, объемной магнитной силы и МЖ в рабочем зазоре.

Ключевые слова: магнитная жидкость, магнитожидкостный сепаратор, математическое моделирование, магнитное поле, COMSOL Multiphysics

Магнитожидкостные сепараторы широко применяются на заключительных стадиях обогащения полезных ископаемых, при переработке техногенного сырья и разделении материалов по плотности. Принцип их работы основан на использовании магнитной жидкости, удерживаемой в рабочем зазоре неоднородным магнитным полем. В сформированном объеме магнитной жидкости на немагнитные тела действует дополнительная выталкивающая сила, величина которой определяется распределением магнитного поля.

Разработка новых конструкций магнитожидкостных сепараторов требует исследования процессов в рабочем зазоре МЖС. Проведение большого количества экспериментальных исследований связано со значительными временными и материальными затратами, поэтому перспективным направлением является применение методов численного моделирования.

Целью настоящей работы является разработка двумерной математической модели рабочего зазора МЖС, позволяющей исследовать влияние геометрии рабочего зазора на распределение МЖ.

Для исследования распределения МЖ в рабочем зазоре МЖС разработана двумерная математическая модель, реализованная в программном комплексе COMSOL Multiphysics. Модель объединяет расчет магнитного поля, течения двухфазной среды и движения границы раздела

магнитной жидкости и воздуха. Общий вид расчетной области представлен на рис. 1.

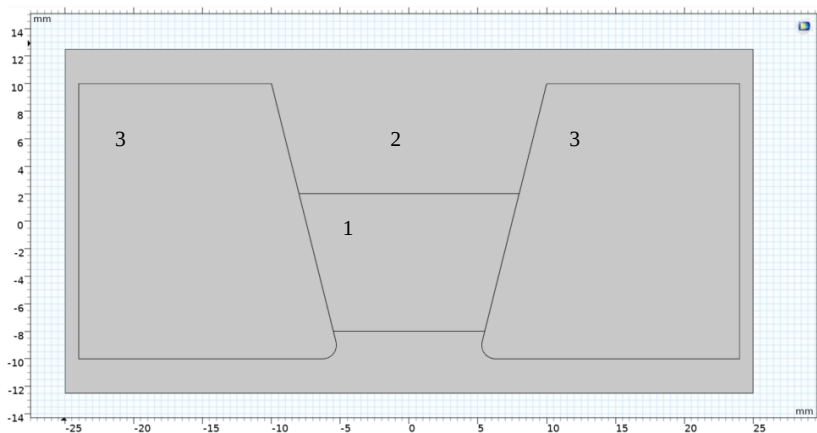


Рис. 1. Расчетная область модели рабочего зазора МЖС: 1 – МЖ в рабочем зазоре; 2 – воздух; 3 – полюса МЖС

Для расчета магнитного поля использовался физический интерфейс «Magnetic Fields, No Currents», реализующий уравнения магнитостатики.

Магнитные свойства жидкости задавались экспериментально полученной зависимостью намагниченности от напряженности магнитного поля $M(H)$. Экспериментальная зависимость $M(H)$ использовалась для вычисления магнитной добавки к давлению p_m , определяющей объемную магнитную силу, действующую на магнитную жидкость.

Движение магнитной жидкости моделировалось с использованием физического интерфейса «Laminar Flow», основанного на уравнении Навье-Стокса.

Для описания движения границы раздела магнитной жидкости и воздуха использовался физический интерфейс «Phase Field», основанный на уравнении переноса параметра фазового поля.

На основании рассчитанного магнитного поля и экспериментальной характеристики $M(H)$ была определена магнитная добавка к давлению, после чего вычислена объемная магнитная сила, действующая на магнитную жидкость. Направление действия силы представлено на рис. 2.

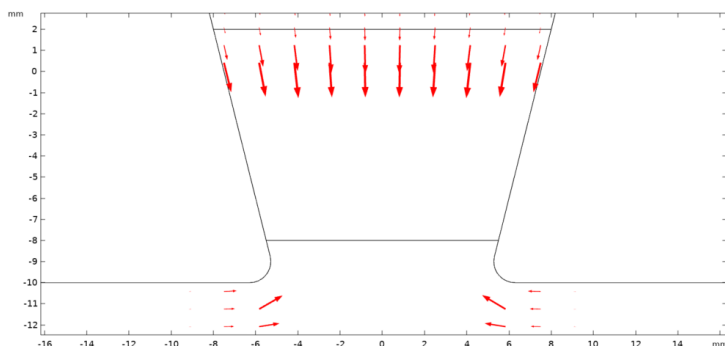


Рис. 2. Направление действия объемной магнитной силы в рабочем зазоре МЖС

Полученное распределение объемной магнитной силы использовалось при расчете движения магнитной жидкости методом фазового поля. Результаты моделирования (рис. 3) демонстрируют перераспределение магнитной жидкости под действием неоднородного магнитного поля с формированием свободной поверхности в рабочем зазоре.

На начальном этапе расчета наблюдаются переходные процессы, обусловленные совместным действием силы тяжести, поверхностного натяжения и объемной магнитной силы. Со временем форма свободной поверхности изменяется, отражая перераспределение магнитной жидкости в рабочем зазоре.

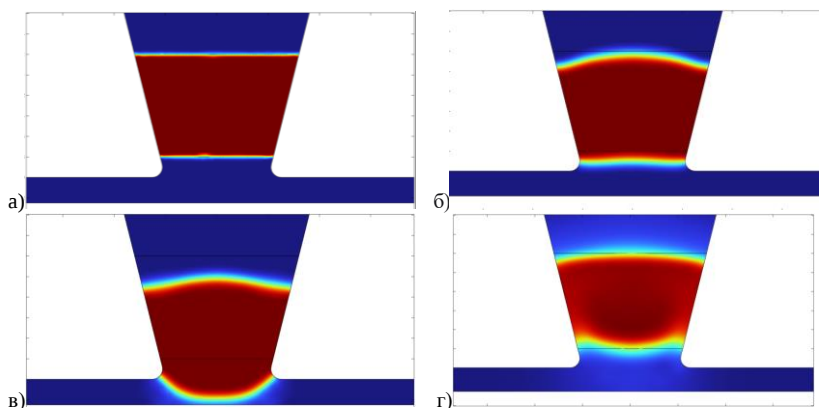


Рис. 3. Распределение магнитной жидкости в рабочем зазоре, полученное в результате численного моделирования: а) – в момент времени 0 с; б) – в момент времени 0,005 с; в) – в момент времени 0,01 с; г) – в момент времени 0,12 с

Список литературы

1. Морозов, Н.А. Нанодисперсные магнитные жидкости в технике и технологиях / Н.А. Морозов, Ю.Б. Казаков. Иваново: ФГБОУВПО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина», 2011. 264 с. ISBN 978-5-89482-772-8.
2. Казаков Ю.Б., Страдомский Ю.И., Филиппов В.А. Формирование конфигурации рабочей поверхности магнитной жидкости в магнитожидкостном сепараторе // Сборник науч. трудов междун. н.-т. конф. «Состояние и перспективы развития электротехнологии». Иваново: ИГЭУ, 2013. Т. 3. С. 116-118.
3. Страдомский Ю.И., Филиппов В.А. Анализ геометрии рабочего зазора магнитожидкостного сепаратора // Сборник науч. трудов 16-ой Междунар. Плесской научн. конф. по нанодисперсным магнитным жидкостям. – Плес, сентябрь 2014. С. 411–416.
4. Страдомский Ю.И., Филиппов В.А. Этапы проектирования магнитожидкостного сепаратора дисперсных немагнитных материалов // Сборник научн. трудов 18-ой Междунар. Плесской научн. конф. по нанодисперсным магнитным жидкостям. Плес, сентябрь 2018. С. 178–186.

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ОРИЕНТАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В СЛОЕ СМАЗОЧНОГО МАТЕРИАЛА НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ИЗНАШИВАНИЯ МЕТАЛЛОВ

М.А. Шилов

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина»,
Россия, 153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, д. 34;

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Ивановский государственный университет», НИИ наноматериалов
Российская Федерация, 153025, г. Иваново, ул. Ермака, д. 39,
e-mail: Mshilov@yandex.ru,

Аннотация. В работе представлены результаты анализа влияния ориентационно-морфологических характеристик присадок углеродных наноструктур на величину интенсивности изнашивания шариков из стали ШХ-15 при испытании на четырехшариковой машине. На основании полученных экспериментальных данных для 24 дисперсий построена квадратичная модель зависимости интенсивности изнашивания от эффективной размерности углеродной наноструктуры. Установлено, что применение двумерных углеродных наноструктур способствует минимальному значению интенсивности изнашивания.

Ключевые слова: углеродные наноструктуры, моделирование, интенсивность изнашивания, смазочный материал



ШИЛОВ Михаил Александрович окончил Ивановский государственный университет в 2007 году. В 2026 году защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора технических наук. Имеет 141 научную публикацию. В настоящее время является доцентом кафедры теоретической и прикладной механики, кандидатом технических наук, доцентом ИГЭУ. Научно-исследовательская работа в области углеродных наноструктур поощрялась грандами РФФИ, Минобрнауки РФ.

Введение. Одной из главных задач в области трибологии является разработка высокоэффективных смазочных материалов, обеспечивающих снижение трения, износа и повышающих срок службы пар трения машин и механизмов [1, 2]. Постановка этой задачи связана с рядом проблем:

- Поиск путей снижения энергоемкости и материальных затрат за счет разработки физико-химических основ создания эффективных смазочных материалов;
- Накопленная разрозненная информация о том, что углеродные

наноструктуры могут улучшать триботехнические процессы за счет уменьшения трения и снижения износа трущихся поверхностей;

- Основной пласт экспериментальных данных по влиянию углеродных наноструктур на трибологические процессы получена на технических маслах, а не на пластичных смазочных материалах. Однако полученные результаты носят противоречивый характер;

- Остается мало исследованным вопрос, лежащий в области химмотологии, а именно, управления эффективностью смазочных материалов, содержащих различные углеродные наночастицы.

В дополнение к известным наполнителям, упомянутым во многих обзорах литературы, в последнее время значительное внимание уделяется углеродным наноструктурам (УНС). Они обладают уникальными механическими и температурными характеристиками [3]. Число работ по использованию углеродных наноструктур в качестве присадок к смазочным материалам (СМ) стремительно растет. Отсутствие в составе СМ таких элементов как сера, йод, фтор, тяжелых металлов позволяет говорить об их экологичности. Все это поставило УНС в фокус нашего внимания для создания современных СМ, обладающих высокими эксплуатационными свойствами. Кроме того, не проводилось теоретического изучения аллотропных модификаций углерода, как присадок к пластичным смазочным материалам (ПСМ).

Как отмечено во многих литературных источниках эффективность СМ определяется не только его реологическими и противоизносными свойствами, но и способностью формировать устойчивые защитные слои на поверхностях трения [4-6]. Использование присадок УНС в СМ позволяет реализовывать некоторые механизмы смазочного действия, включающих перенос наноструктур в зону трения, их ориентацию вдоль поля сдвиговых деформаций, адсорбцию на контактных поверхностях, заполнение микронеровностей и формирование антифрикционных слоев. Как показано в обзорной работе [3] двумерные углеродные наноструктуры (2D) (графеноподобные материалы) образуют прочные смазочные слои, которые позволяют разделять металлические поверхности. Одномерные (1D) и нульмерные (0D) УНС несколько иначе взаимодействуют с металлическими поверхностями [7]. А трехмерные структуры (графит) ограничивают равномерность образующейся смазочной пленки. Для объяснения получаемых эффектов смазочного действия была разработана математическая модель влияния ориентационного параметра углеродных наноструктур на интенсивность изнашивания.

Материалы и методы исследования. Испытания по оценке влияния ориентационного параметра на величину износа проводили на че-

тырехшариковой машине по ГОСТ 9490-75. В качестве материалов контроля были использованы шарики, выполненные из подшипниковой стали ШХ-15. Диаметр шарика составлял 12,7 мм, твердость 60-62 единицы HRC, шероховатость поверхности $R_a = 0,32 \mu\text{м}$.

В качестве базовых СМ были выбраны три промышленно-выпускаемых ПСМ: Agreegrease EP2 LX (ПСМ I), Gazpromneft EP2 LX (ПСМ II), Литол-24 (ПСМ III). Все три ПСМ загущены литиевым загустителем и имеют ярко выраженные противоизносные свойства. Исследованы четыре типа присадок УНС: 0D – фуллерен C60, шунгитового наноглугерода (Sh); 1D – одностенные (SWNt) и многостенные (MWNt) углеродные нанотрубки; 2D – оксид графена (GO), малослойные графитовые фрагменты (LGF) и их азот-допированные аналоги; 3D – коллоидный графит (Graphite). Предварительные испытания, опубликованные в наших работах [7-10] позволили выявить рациональную концентрацию присадок УНС, которая составила 0,5 мас. %. Для каждой дисперсии были проведены девять измерений диаметра износа. С целью проверки наличия выбросов использовали Q-тест Диксона при уровне значимости 0,05 [11, 12].

Результаты и их обсуждение. Количественное описание интенсивности изнашивания проводили с использованием относительного показателя:

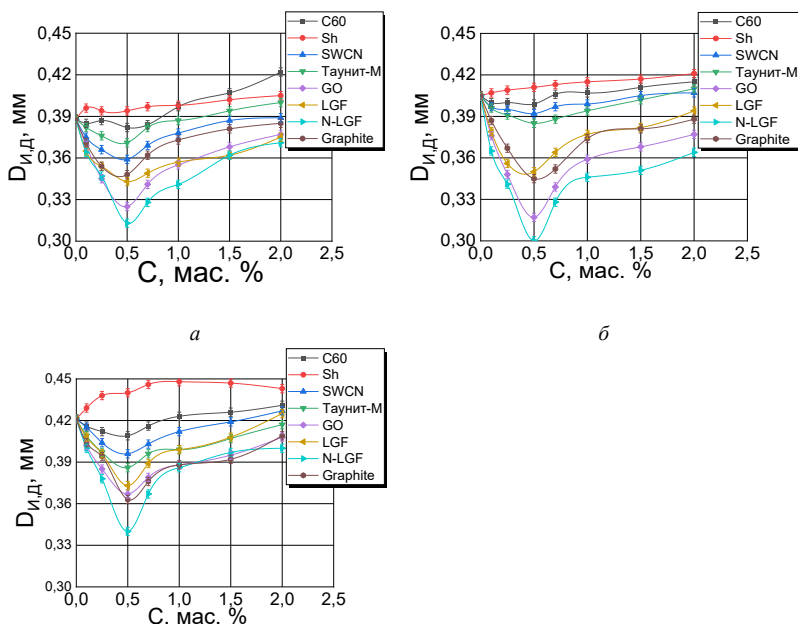
$$I = \frac{D_{и,д}}{D_{и,б}}, \quad (1)$$

где $D_{и,д}$ – средний диаметр пятна износа дисперсии, мм; $D_{и,б}$ – средний диаметр пятна износа базового смазочного материала, мм. Данное выражение не заменяет собой объемную интенсивность изнашивания, однако позволяет оценивать влияние типа УНС в относительных единицах в условиях отсутствия исходных данных о пути трения, нагрузке и объеме удаленного материала. В качестве косвенной характеристики параметра ориентации была использована эффективная размерность УНС (AR – аспектное отношение): $AR = 0$ ($d = 0$) для 0D структур, $AR = l/d$ ($d = 1$) для 1D структур, $AR = a/h \cong b/h$ ($d = 2$) для 2D структур, $AR = 1$ ($d = 3$) для 3D структур (l – длина углеродной нанотрубки, d – диаметр углеродной нанотрубки, a, b, h – длина, ширина и толщина графеноподобных структур). Величина AR характеризует способность УНС ориентироваться и формировать защитные смазочные слои. Угловой параметр ориентации $\vec{S}$ в эксперименте не измеряли. Результаты испытаний трех базовых ПСМ приведены в табл. 1.

Таблица 1. Результаты испытаний по определению диаметра пятна износа ($D_{и}$) для базовых ПСМ

ПСМ	№ испытания	$D_{и,б}$, мм	$\bar{D}_{и,б}$, мм	Δ
I	1	0,387; 0,392; 0,385	0,388	0,003
	2	0,382; 0,390; 0,388		
	3	0,384; 0,391; 0,389		
II	1	0,405; 0,409; 0,406	0,405	0,003
	2	0,401; 0,404; 0,403		
	3	0,403; 0,405; 0,408		
III	1	0,426; 0,417; 0,420	0,421	0,004
	2	0,419; 0,422; 0,416		
	3	0,423; 0,425; 0,418		

Варьирование концентрации присадок УНС позволило выявить четкие экстремумы размера диаметров пятен износа (рис. 1).



6

Рис. 1. Концентрационная зависимость диаметров пятен износа: а – дисперсии на основе ПСМ I, б – дисперсии на основе ПСМ II, в – дисперсии на основе ПСМ III

Для всех изученных дисперсий ПСМ/УНС величина концентрации составила 0,5 мас. %. Снижение и повышение этого значения концентрации приводит к увеличению размера диаметра пятна износа.

Экспериментальные выбросы измеренных исходных данных не выявлены поскольку их значения не превышали критического значения $Q_{\text{крит}} = 0,493$. Средние значения диаметров пятен износа шариков при использовании базовых СМ составили 0,388 мм для ПСМ I, 0,405 мм для ПСМ II и 0,421 мм для ПСМ III. Результаты нормирования экспериментальных данных по параметру d представлены в табл. 2.

Таблица 2. **Обобщенные результаты нормирования экспериментальных данных по параметру d для углеродных наноструктур**

d	Число составов	Среднее значение I	Среднее значение $D_{\text{ш}}$, мм
0	6	1,002	0,406
1	6	0,943	0,382
2	9	0,831	0,336
3	3	0,87	0,352

Наименьшее среднее значение относительной интенсивности изнашивания было получено для 2D структур. Оно составило 0,831 и соответствует снижению среднего значения диаметра пятна износа на 16,9 % относительно использования базовых СМ. Для 1D структур снижение составило 5,7 %, для 3D структур – 13,0 %. Нульмерные структуры не обеспечили уменьшение значения интенсивности изнашивания. Следует отметить, что применение Sh приводило к увеличению диаметров пятен износа (относительные значения составили 1,01–1,05). Этот эффект связан с неравномерностью распределения частиц Sh по поверхности, формирование крупных агломератов и отсутствием сплошного защитного слоя.

С целью прогнозирования относительной эффективности интенсивности изнашивания была использована квадратичная регрессионная модель:

$$\hat{I} = 1,0131 - 0,1282 \cdot (d) + 0,02431 \cdot (d)^2. \quad (2)$$

Нелинейная модель необходима для описания немонотонного характера зависимости. Для модели был найден минимум, который достигается при:

$$d_{\min} = -\frac{\beta_1}{2\beta_2} = \frac{0,1282}{2 \cdot 0,02431} \approx 2,64. \quad (3)$$

Как видно расчетное значение соответствует двумерным структурам, что соответствует данным, полученным в эксперименте. В табл. 3 представлены результаты интенсивности изнашивания, экспериментально полученные и рассчитанные с помощью разработанной модели.

Таблица 3. Обобщенные результаты нормирования экспериментальных данных по параметру d для углеродных наноструктур

d	Экспериментальное значение средней I	Расчетное значение $\hat{I}$	Разность
0	1,002	1,013	-0,011
1	0,943	0,909	+0,034
2	0,831	0,854	-0,023
3	0,870	0,847	+0,023

Модель объясняет 71,3 % вариации относительного значения диаметра пятна износа, которое составило $R^2 = 0,713$, среднеквадратичная ошибка прогноза составила $S=0,0417$. Для разработанной модели значение критерия Фишера составило 26,1, что соответствует о статистически значимой зависимости на уровне значимости 0,999. Влияние категориального фактора размерности межгрупповая составляющая дисперсии составила 80,9 % общей вариации. Таким образом можно заключить, что ориентационно-морфологический параметр оказывает существенное влияние на величину относительной интенсивности изнашивания. Наилучшие результаты получены для N-LGF. Диаметры пятен износа для дисперсий PCM I/ N-LGF, PCM II/ N-LGF, PCM III/ N-LGF составили соответственно 0,313 мм, 0,300 мм, 0,340 мм. Максимальное снижение экспериментально измеренного значения диаметра пятна износа относительно базовых CM для этих дисперсий составили 19,2 %, 25,9 %, 19,2 % соответственно. Отклонение значений интенсивности изнашивания для некоторых составов CM показало, что одной эффективной размерностью нельзя полностью описать смазочное действие присадки УНС. Например, среди 2D структур значения относительной интенсивности изнашивания варьируются от 0,74 до 0,89, что сопоставимо с эффектом перехода между отдельными тапами УНС. В связи с этим действие присадки N-LGF следует рассматривать как эффективное сочетание двумерной морфологии, способности к ориентации и адсорбционной активности, а не только как представителя класса 2D структур.

Выводы.

В работе построена модель прогнозирования относительной интенсивности изнашивания, которая позволяет адекватно описывать общий

тренд полученных экспериментальных данных. С помощью модели были рассчитано, что минимальное значение интенсивности изнашивания соответствует использованию в качестве присадок 2D углеродных наноструктур.

Коэффициент детерминации модели составил 0,713, а среднеквадратичная ошибка – 0,0417. С помощью модели возможно проводить прогнозирование и сравнительную оценку дисперсий ПСМ/УНС. Следует отметить, что модель недостаточно точна для расчета относительной интенсивности изнашивания конкретной наноприсадки без учета ее химико-морфологических свойств

Ориентационно-морфологический фактор связан примерно с 80,9 % общей вариации нормированного показателя относительной интенсивности изнашивания. При этом его самостоятельный вклад ограничен в силу того, что эффективная размерность коррелирует с дисперсностью, агрегацией, поверхностной активностью и составом наноматериала.

Из исследованных дисперсий наибольшей эффективностью обладает ПСМ II/N-LGF, для которой диаметр пятна износа равен 0,300 мм, а относительная интенсивность изнашивания – 0,74.

Исследование выполнено за счет госзадания Минобрнауки РФ: проект № FZZM-2023-0009 для Ивановского государственного университета, руководитель Н.В. Усольцева

Список литературы

1. Bowden F. P., Tabor D. The Friction and Lubrication of Solids. 2nd ed. Oxford: Clarendon Press, 2001.
2. Hutchings I. M., Shipway P. Tribology: Friction and Wear of Engineering Materials. 2nd ed. Oxford: Butterworth-Heinemann, 2017.
3. Ali I., Basheer A.A., Kucherova A., Memetov N., Pasko T., Ovchinnikov T., Pershin V., Kuznetsov D., Galunin E., Grachev V., and Tkachev A. Advances in Carbon Nanomaterials as Lubricants Modifiers. Journal of molecular liquids, 2019, vol. 279. pp. 251–266.
4. Гинзбург, Б.М. и др. Влияние фуллерена C60, фуллереновых саж и других углеродных материалов на граничное трение скольжения металлов // Журнал технической физики. 2000. Т. 70. №12. С. 87–97.
5. Гинзбург Б.М., Точильников Д.Г. Влияние фуллеренсодержащих добавок к фторопластам на их несущую способность при трении // Журнал технической физики. – 2001. – Т. 71, № 2. – С. 120–524.
6. Yang Y. et al. Lubricating Characteristic of Grease Composites with CNT Additive. Tribology Online. Japanese Society of Tribologists, 2011, vol. 6, № 5. P. 247–250.
7. Shilov M.A., Smirnova A.I., Kupreenko S.Yu., Gvozdev A.A., Rozhkova N.N., Dyachkova T.P., Stolbov D.N., Savilov S.V., Usol'tseva N.V. Mechanism of Lubricating Action of Model Systems with Additives of Carbon Nanostructures under

Hard Friction Conditions // Journal of Friction and Wear, 2024, Vol. 45, No. 6, P. 337–343.

8. Parfenov A.S., Berezina E.V., Shilov M.A., Smirnova A.I., Usol'tseva N.V., Tkachev A.G., Burkov A.A., Rozhkova N.N. Influence of various carbon allotropes on tribological and rheological characteristics of model lubricating systems // Journal of Friction and Wear. 2021. T. 42. № 3. C. 217-224.

9. Shilov M.A., Burkov A.A., Stolbov D.N., Savilov S.V., Smirnova A.I., Usol'tseva N.V. Influence of two types of few-layer graphite fragments on viscoelastic properties of plastic lubricants // Inorganic Materials: Applied Research. 2023. T. 14. № 4. C. 911-920.

10. Shilov M.A., Smirnova A.I., Zhukova L.N., Gvozdev A.A., Rozhkova N.N., Dyachkova T.P., Usol'tseva N.V. The influence of the spatial organization of carbon nanostructures on antiwear characteristics of model lubricating systems under a hard friction mode // Journal of Friction and Wear. 2023. T. 44. № 3. C. 144-149.

11. Archard J. F. Contact and Rubbing of Flat Surfaces // Journal of Applied Physics. 1953. Vol. 24, No. 8. P. 981–988.

12. Dean R. B., Dixon W. J. Simplified Statistics for Small Numbers of Observations // Analytical Chemistry. 1951. Vol. 23, No. 4. P. 636–638.

АВТОРСКИЙ ИНДЕКС

А		Канторович С.С.	40
Агеева Л.С.	13	Кожевников В.М.	27
Алексеев А.А.	114	Кокулин И.А.	128
Амбаров А.В.	34	Колесов В.В.	7
Б		Косков М.А.	140
Бакланов В.Д.	192	Крыласова О.С.	134, 137
Бекетова Е.С.	108	Л	
Беляков А.Н.	104	Лабкович О.Н.	172
Боженко С.А.	151	Ларионов Ю.А.	27
Борщ Н.А.	13	М	
В		Матарыкин К.А.	13
Виноградов В.Н.	128	Меркулов Д.И.	122, 165, 178
Виноградова А.С.	144	Месянцева Л.С.	154
Власов А.М.	158	Миронова А.А.	185
Г		Н	
Гладких Д.В.	52	Налетова В.А.	122, 165
Голованов Е.В.	7	Нестеров С.А.	185, 192
Горшенин С.Д.	128	П	
Грохотова Е.В.	34, 58, 64	Пелевина Д.А.	122, 165, 178
Д		Плешаков И.В.	114
Диканский Ю.И.	52, 108	Р	
Добросердова А.Б.	40, 46, 58, 64,	Радужнов Д.И.	88
Дорошко Д.С.	52	Рекс А.Г.	172
Е		Русанов М.С.	98
Елфимова Е.А.	34, 46, 58, 64,	Ряполов П.А.	13, 18
	77, 88, 98	С	
Ж		Сайкин М.С.	70
Жуков В.П.	128	Сахно Ф.Д.	165, 178
З		Согомонян К.Л.	144
Закинян А.Р.	151, 154	Соколов Е.А.	18
Зверев В.С.	34, 77, 83, 88	Соловьева А.Ю.	77
И		Соломин Р.А.	104
Иванов А.О.	77, 137, 140	Сомов С.А.	134, 137
К		Спландер П.В.	70
Казаков Ю.Б.	158	Субботин И.М.	93
Калужная Д.А.	18	Т	
		Туркин С.Д.	151
		Турков В.А.	165

Ф

Филиппов В.А.	198
Фионов А.С.	7

Ч

Чернобай В.А.	172
Чернов А.М.	13

Чернышов А.В.	151
Чуенкова И.Ю.	27

Ш

Шабанова И.А.	13
Шельдешова Е.В.	18
Шилов М.А.	202
Шоронов В.Е.	198

**XXII Всероссийская с международным участием
Плесская научная конференция по нанодисперсным
магнитным жидкостям**

Сборник научных трудов

Электронное издание

ФГБОУВО «Ивановский государственный энергетический
университет имени В.И. Ленина»
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34