



**14-я
МЕЖДУНАРОДНАЯ
ПЛЕССКАЯ
НАУЧНАЯ
КОНФЕРЕНЦИЯ
ПО НАНОДИСПЕРСНЫМ
МАГНИТНЫМ
ЖИДКОСТЯМ**

**сентябрь, 2010
Плес, Россия**

**Сборник
научных трудов**

Организована

**при поддержке Российского фонда фундаментальных
исследований проект № 10-02-06076**



Министерством образования и науки РФ

Академией электротехнических наук РФ

ГОУ ВПО «Ивановский государственный энергетический университет
им. В.И. Ленина»

Институтом механики Московского государственного университета
ФГУП «СКТБ Полус»

14-я Международная Плесская научная конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям организована Министерством образования и науки РФ, Академией электротехнических наук РФ, Институтом механики Московского государственного университета, ГОУ ВПО «Ивановский государственный энергетический университет им. В.И. Ленина», проблемной научно-исследовательской лабораторией прикладной феррогидродинамики и ФГУП «СКТБ Полюс» при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований проект № 10-02-06076

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.

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

Отпечатано с оригиналов, представленных авторами – участниками конференции.

ISBN 978-5-89482-707-0

© ГОУ ВПО «Ивановский государственный энергетический университет им. В.И. Ленина», 2010

СОДЕРЖАНИЕ

РАЗДЕЛ 1. Физико-химические аспекты синтеза новых магнитных нанодисперсных систем	9
Воробьева С.А., Федотова Ю.А., Баев В.Г., Милевич И.А., Лесникович А.И., Тютюнников С.И. Физико-химические аспекты синтеза новых магнитных нанодисперсных систем влияние когерентного СВЧ-излучения на локальные конфигурации ^{57}Fe в суспензиях и нанокompозитах на основе феррита кобальта	10
Лебедев А.В., Лысенко С.Н. Магнитные жидкости, стабилизированные полипропиленгликолем	16
Шипилин М.А. Захарова И.Н., Макаров В.М., Калаева С.З., Шипилин А.М. О поверхностной области железосодержащих наномангнетиков	22
Лисин А.В., Грабовский Ю.П., Храпко Н.В. Новый способ синтеза нанодисперсных магнитных жидкостей	28
Александрова Г.П., Богомяков А.С., Сухов Б.Г., Овчаренко В.И., Трофимов Б.А. Структура и магнитные свойства водорастворимого наноструктурированного биомангнетика феррита кобальта	34
Гладких Д.В., Радионов А.В., Куникин С.А., Диканский Ю.И. Магнитная восприимчивость магнитной жидкости на вязкой основе в электрическом и магнитном полях	40
РАЗДЕЛ 2. Физические свойства и коллоидная стабильность, процессы агрегации	46
Зубко В.И., Лесникович А.И., Зубко Д.В., Сицко Г.Н. Влияние частоты электрического тока на электрические свойства магнитных жидкостей различных составов	47
Пирожков Б.И., Вольхин И.Л. Динамика магнитной жидкости в соосных магнитных полях: постоянном и переменном	53
Пшеничников А.Ф. О влиянии агрегатов на динамику магнитофореза в концентрированных магнитных жидкостях	59
Лахтина Е.В., Пшеничников А.Ф. Дисперсный состав магнитной жидкости, находящейся под воздействием сильного гравитационного поля	64

Диканский Ю.И., Закинян А.Р., Мкртчян Л.С. Нустойчивость и распад тонкого слоя магнитной жидкости в произвольно ориентированном относительно плоскости слоя магнитном поле	69
Кожевников В.М., Чуенкова И.Ю., Данилов М.И., Ястребов С.С. Структурные превращения и автоколебания напряжения в тонком слое магнитодиэлектрического коллоида	76
Ерин К.В. Электрооптика приэлектродных слоев магнитных коллоидов	83
Зубарев А.Ю., Чириков Д.Н. Вязкоупругие свойства феррожидкостей	89
Елфимова Е.А., Иванов А.О., Крутикова Е.В., Менделев В.С. Термодинамические свойства магнитных жидкостей: изотермическая сжимаемость и теплоемкость	95
Елфимова Е.А., Ефимова В.А., Иванов А.О., Турышева Е.В. Начальная восприимчивость концентрированной магнитной жидкости	101
Горшенёв В.Н., Каспаров В.В., Фионов А.С. Электрофизические свойства пористых материалов, модифицированных диффузионно-химическим методом	108
Арефьев И.М., Арефьева Т.А., Казаков Ю.Б. Метод определения коллоидальной стабильности магнитных жидкостей по результатам измерений вязкостных и магнитных свойств в процессе коагуляции и повторной пептизации	114
Арефьев И.М., Арефьева Т.А., Казаков Ю.Б. Изучение тер- мостабильности пластической вязкости магнитных жидкостей	119
Полунин В.М., Стороженко А.М., Ряполов П.А., Карпова Г.В., Пауков В.М., Танцюра А.О. Некоторые результаты акустических исследований магнитных жидкостей	123
Полунин В.М., Шабанова И.А., Хотынюк С.С., Ряполов П.А., Лобова О.В., Сычев Г.Т. Кинетика образования и захлопывания отверстия в магнитожидкостной перемычке	130
Иванов А.С., Пшеничников А.Ф. Динамика магнитофореза в магнитных жидкостях	137
Костенко В.О. Зубарев А.Ю. Кинетика роста цепочечных структур в магнитных суспензиях	144

Пьянзина Е.С. Структурный фактор феррожидкостей с цепочечными агрегатами: влияние внешнего магнитного поля	151
Чеканов В.В., Бондаренко Е.А., Кандаурова Н.В., Чеканов В.С. О термодинамике процесса образования наномасштабных слоев магнитной жидкости в электрическом поле	157
Елфимова Е.А., Епифанов Ю.А. Определение четвертого вириального коэффициента в разложении свободной энергии магнитных жидкостей	163
РАЗДЕЛ 3. Магнитная гидродинамика, тепло- и массообмен, конвекция и волны	169
Налётова В.А., Турков В.А., Байбуртский Ф.С., Дворова О.В., Zimmermann K., Zeidis I. Исследование движения магнитоэластичных капсул, заполненных магнитной жидкостью, в «бегущем» магнитном поле	170
Полянский В.А., Тягюшкин А.Н. Тонкий тепловыделяющий слой на поверхности неравновесно намагничивающегося тела в переменном магнитном поле при критической температуре	176
Голубятников А.Н. О структурировании магнитных жидкостей при переключениях магнитного поля	183
Луговцов Б.А., Котельникова М.С. Об устойчивости МГД-течений с замкнутыми линиями тока	191
Тактаров Н.Г. Нелинейные поверхностные волны на течении магнитной жидкости	197
Коновалова Н.И., Мартынов С.И. Динамика дипольных частиц в переменном магнитном поле	202
Дмитриевский В.А., Идиятулин А.А., Сарапулов Ф.Н. Формирование гидродинамических процессов в расплаве плавленного агрегата	206
Кашевский Б.Э., Кашевский С.Б., Прохоров И.В. Магнитодинамика суспензий высококоэрцитивных магнитных частиц в малых переменных полях: возможности зондирования вязкости жидкости	212
Кожевников В.М., Ларионов Ю.А., Демин М.С. Аномалия ампер-временных характеристик тонкого слоя магнитной жидкости	218

РАЗДЕЛ 4. Применение нанодисперсных систем в медицине, биологии и экологии	224
Брусенцов Н.А., Полянский В.А., Пирогов Ю.А., Гуляев М.В., Жуков А.В., Голубева И.С., Анисимов Н.В., Брусенцова Т.Н., Тищенко Д.А., Никитин П.И., Никитин М.П. Биомеханика развития, диагностики и терапии онкологических заболеваний	225
Брусенцов Н.А., Полянский В.А., Пирогов Ю.А., Гуляев М.В., Голубева И.С. Биомеханика развития асцитической формы лимфолейкоза P388	230
Богословская О.А., Лейпунский И.О., Овсянникова М.Н., Глуценко Н.Н. Антимикробная активность наночастиц железа с различными физико-химическими свойствами	235
Комиссарова Л.Х., Феофанов В.С., Кузнецов А.А., Реутов В.П. Адсорбция гемоглобина и барбитуратов на высокодисперсных феррочастицах с модифицированной поверхностью	241
Пышный М.Ф., Кузнецов А.А., Кузнецов О.А., Пышная С.В. Метод синхронной ультразвуковой доплерографии для визуализации магнитных микрочастиц в мягких тканях	248
Кашевский Б.Э., Истомин Ю.П., Кашевский С.Б., Прохоров И.В., Улащик В.С. Локальное термическое разрушение перевивных злокачественных опухолей на мелких животных методом низкочастотной ферромагнитной гипертермии	253
Тимановская В.В., Вольтер Е.Р., Миквабия З.Я., Саджая Е.Н., Джения А.В., Киласония Э.Ф. Исследование влияния наномангнетита и активной окиси марганца на продуктивный цикл в-лимфотропного герпесвируса макаков бурых, реплицирующегося в клетках культуры	258
Жолудь А.М., Кашевский Б.Э. Пара - и диамагнитофорез микрочастиц в высокоградиентном магнитном поле короткого намагниченного цилиндра	264
Ершова А.Н., Калаева С.З., Макаров В.М., Захарова И.Н., Гущин А.Г., Шипилин М.А., Шипилин А.М. Получение магнитных жидкостей для медицинских технологий	270

Вольтер Е.Р., Гицба А.Ш., Кишмария Я.Ш. Физико-химические аспекты получения магнитных жидкостей для наномедицины	274
Кажан В.А., Коровин В.М. Развитие неустойчивости Рэлея-Тейлора в тонком слое магнитной жидкости при наличии вертикального магнитного поля	280
РАЗДЕЛ 5. Применение нанодисперсных магнитных жидкостей в технике	286
Федоров О.Л., Скроботова Т.В. Оптимизация процесса магнитной сепарации	287
Гришанина О.А., Симоновский А.Я., Холопов В.Л. Управляемая закалка углеродистой стали в магнитной жидкости	296
Ширшова А.В., Семихин В.И. Разделение водонефтяной эмульсии с помощью магнитной жидкости	302
Страдомский Ю.И., Филиппов В.А., Казаков Ю.Б. Влияние размера и формы немагнитных частиц на выталкивающую силу, действующую на них в гидростатическом магнитожидкостном сепараторе	308
Лебедев В.Д., Сайкин М.С. Трёхмерная модель магнитного поля герметизатора на основе магнитной наножидкости	315
Баусов А.М., Сайкин М.С., Семенов И.В., Шевяков А.Н. Конструкции герметизаторов с магнитной наножидкостью для узлов сельскохозяйственной техники	319
Сизов А.П., Сергеев Е.В., Снегирев Д.Г. К устойчивости магнитных жидкостей	324
Казаков Ю.Б., Морозов Н.А., Радчук А.В. Демпфирующие устройства на основе нанодисперсных магнитореологических жидкостей	328
Баранцева Е.А., Мизонов В.Е., Крупин С.А. Оптимальное управление массопотоками компонентов при смешивании ультрадисперсных систем	337
Ашихмин И.А., Стишков Ю.К. Исследование ЭГД-турбулизации сквозного течения в симметричной системе электродов	341

Горшенёв В.Н., Каспаров В.В., Бычкова А.В., Коварский А.Л. Влияние магнитных полей на спектры ферромагнитного резонанса при формировании покрытий коллоидными суспензиями	348
Радионов А.В., Виноградов А.Н., Казакуца А.В., Соловей О.В., Гасюк А.А. Магнитожидкостные герметизаторы для подшипниковых узлов электродвигателей шахтных комбайнов	353
Радионов А.В., Хабазия А.С., Виноградов Н., Казакуца А.В. Особенности проектирования магнитожидкостных герметизаторов шахтного оборудования	360
Гак Е.З., Шапкин М.П., Гак М.З. Применение МГД-метода для моделирования вихревых явлений в природных условиях в тонких слоях электролитов	367
Арефьев И.М., Арефьева Т.А., Страдомский Ю.И. Исследование устойчивости нанодисперсной магнитной жидкости в высокоградиентном магнитном поле	375
Полетаев В.А., Малинина Н.В., Казаков Ю.Б. Определение момента трения в магнитожидкостных уплотнениях	380
Перминов С.М. Исследование магнитного поля рабочего зазора магнитожидкостного герметизатора	385
Перминов С.М. Применение магнитной жидкости в электродинамических громкоговорителях.	395
Перминов С.М., Перминова А.С. Разработка и исследование нового способа герметизации магнитной жидкостью зазоров с поверхностями из немагнитных материалов	402
Данилов В.А., Прокопьева Т.А., Канторович С.С. Моделирование микроструктуры тонкого слоя магнитной жидкости	405
Минина Е.С., Добросердова А.Б., Серда Д., Канторович С.С. Бидисперсные монослои: теория и компьютерный эксперимент	411

**ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ
АСПЕКТЫ СИНТЕЗА
НОВЫХ МАГНИТНЫХ
НАНОДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ**

ВЛИЯНИЕ КОГЕРЕНТНОГО СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЛОКАЛЬНЫЕ КОНФИГУРАЦИИ ^{57}Fe В СУСПЕНЗИЯХ И НАНОКОМПОЗИТАХ НА ОСНОВЕ ФЕРРИТА КОБАЛЬТА

Воробьева С. А.¹, Федотова Ю. А.², Баев В. Г.², Милевич И. А.¹,
Лесникович А. И.¹, Тютюнников С.И.³

¹ НИИ физико-химических проблем БГУ,

Республика Беларусь, 220030, г. Минск, ул. Ленинградская, 14.

Факс: +375(17)2264696; E-mail: vorobyova@bsu.by

² Национальный научно-учебный центр физики частиц
и высоких энергий БГУ,

Республика Беларусь, 220040 г. Минск, ул. М. Богдановича, 153

Факс: +375(17)2926075, E-mail: bayev@hep.by

³ ОИЯИ, Российская Федерация, 141980, Дубна, ул. Жолио-Кюри 6.

E-mail: Sergey.Tiutiunnikov@sunse.jinr.ru



Воробьева Светлана Александровна окончила Белорусский государственный университет в 1972 году. В 1980 году защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата химических наук. Имеет более 170 научных публикаций, 33 авторских свидетельства на изобретения и патентов. В настоящее время является ведущим научным сотрудником НИИ физико-химических проблем Белорусского государственного университета. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований.

Одним из наиболее актуальных применений ферромагнитных коллоидов (ФМК) является их использование в биологии и медицине [1]. Успешно опробован метод инкорпорирования магнитных жидкостей в опухолевые ткани, где последующее воздействие высокочастотным магнитным полем приводит к локальному разогреву и уничтожению раковых клеток (т.н. гипертермия) [2]. Наиболее распространенной магнитной фазой для биомедицинских применений являются оксиды железа, для которых экспериментально доказана биосовместимость и нетоксичность по отношению к живым тканям. Широко исследуются и ФМК на базе ферритов железа и кобальта, высокие значения намагниченности которых делают подобные материалы привлекательными вследствие больших потерь на перемагничивание и, соответственно, больший их разогрев [3]. С точки зрения сочетания достаточного локального повышения температуры и сохранения окружающих биологических тканей наиболее перспективными являются ферриты кобальта [4].

Однако, исследования трансформации структуры ФМК, а также нанодисперсных систем на их основе не носили до сих пор характера системного анализа для различных типов, составов и концентраций наночастиц, а также режимов СВЧ-облучения и физических механизмов взаимодействия такого излучения со структурой подобных нанообъектов, как изолированных, так и введенных в биологические ткани. Целью данной работы явилось выявление различий воздействия СВЧ-излучения на фазовый состав и сверхтонкие параметры ионов железа в порошках, выделенных из суспензий феррита кобальта, и нанокомпозитах CoFe_2O_4 /поливиниловый спирт.

Водные суспензии нанодисперсного CoFe_2O_4 получали щелочным гидролизом солей трехвалентного железа Fe^{3+} и двухвалентного кобальта Co^{2+} . Температура реакции составляла 80–85 °С и сохранялась на протяжении всего синтеза (2 часа) постоянной. Выбор температуры синтеза был обусловлен необходимостью получения образцов нанодисперсного феррита кобальта с максимальными магнитными характеристиками (коэрцитивность, намагниченность и т.д.) [5]. Полученные осадки отмывали декантацией и высушивали. С целью исследования модификации структуры и структурных свойств частиц CoFe_2O_4 после введения их в полимерную матрицу были получены нанокомпозиты феррит/полимер. Для получения композиционных материалов на основе феррита кобальта и поливинилового спирта (ПВС) водную суспензию феррита кобальта и водный раствор поливинилового спирта нагревали до 80–85 °С, смешивали и перемешивали при указанной температуре в течение 1,5 часов. Далее полученные смеси отливали на стеклянные подложки и высушивали при комнатной температуре на воздухе. Были получены нанокомпозиты CoFe_2O_4 /ПВС с содержанием CoFe_2O_4 в образце от 10 до 30 вес. % с интервалом 5 вес. %.

Образы подвергали импульсному (1000 импульсов) лазерному СВЧ-облучению с использованием лазера на свободных электронах (ЛСЭ) с частотой 30 ГГц.

Структурные свойства и фазовый состав порошков, выделенных из суспензий CoFe_2O_4 , и нанокомпозитов CoFe_2O_4 /ПВС исследовали методом ядерной гамма-резонансной (ЯГР) спектроскопии на изотопе ^{57}Fe по локальным конфигурациям железа. Измерения проводили с использованием источника $^{57}\text{Co}/\text{Rh}$ (40 мКи) в геометрии на просвет при комнатной температуре. Спектры обрабатывали с учетом гауссового распределения сверхтонких магнитных полей на ядрах ($H_{\text{эфф}}$) и квадрупольных расщеплений (\square). Значения изомерных сдвигов \square приведены относительно чистого железа $\alpha\text{-Fe}$. Используемая для интерпретации спектров ширина лоренцевой линии была фиксированной (0,28 мм/с).

Спектры ЯГР при комнатной температуре порошков, выделенных из суспензий CoFe_2O_4 , и нанокомпозитов $\text{CoFe}_2\text{O}_4/\text{ПВС}$ до и после облучения когерентным СВЧ-излучением представлены на рисунке 1. Для наглядности значения по оси ординат нормированы так, чтобы площади под результирующими линиями аппроксимации спектров были одинаковыми по величине. Сверхтонкие параметры локальных конфигураций ионов ^{57}Fe ($H_{\text{эфф}}$, \square , \square) и относительный вклад подспектров A , полученные в результате аппроксимации спектров, приведены в таблице 1. Полученные при комнатной температуре ЯГР-спектры представляют собой суперпозицию двух зеемановских секстетов и двух дублетов, соответствующих ионам железа Fe^{3+} в ферромагнитном (ФМ) и суперпарамагнитном (СПМ) состоянии, соответственно. Известно, что структура кристаллической решетки феррита кобальта представляет собой шпинель, где ионы железа Fe^{3+} и кобальта Co^{2+} могут занимать как тетраэдрические положения (подрешетка А), так и октаэдрические (подрешетка В). Ввиду геометрических различий кристаллического окружения в окта- и тетраэдрических положениях, каждой позиции иона железа на ЯГР-спектрах будет соответствовать один дублет (суперпарамагнитная фракция) и один секстет (ферромагнитная фракция) с различными значениями сверхтонких параметров $H_{\text{эфф}}$ и Δ . Учитывая тот факт, что вероятность испускания/поглощения γ -квантов без отдачи f для А- и В-позиций при комнатной температуре различна ($f_{(A)} = 1,2 \cdot f_{(B)}$), по относительному вкладу дублетов и секстетов в общий ЯГР-спектр (табл. 1) были рассчитаны относительные вклады в спектр ЯГР суперпарамагнитных и ферромагнитных частиц ($A_{\text{СПМ}}$ и $A_{\text{ФМ}}$). Для порошка, выделенного из суспензии CoFe_2O_4 , величины $A_{\text{СПМ}}$ и $A_{\text{ФМ}}$ составили 38 % и 62 %, соответственно. Следует отметить, что полученные значения сверхтонкого магнитного поля на ионах железа Fe^{3+} для порошков CoFe_2O_4 (табл. 1) меньше, чем для массивного CoFe_2O_4 [6]. Уменьшение значений $H_{\text{эфф}}$ указывает на меньшую степень кристаллизации феррита кобальта в полученных порошках по сравнению с описанными ранее в литературе массивными образцами.

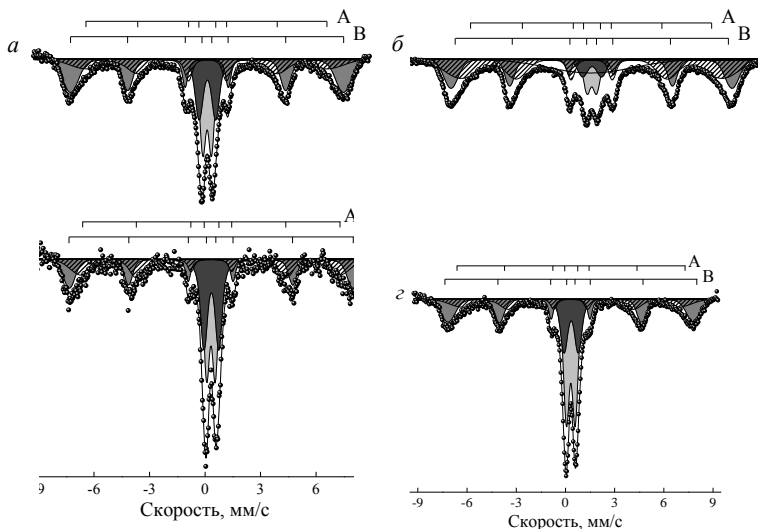


Рис. 1. ЯГР-спектры при комнатной температуре порошков, выделенных из суспензий (а и б), и нанокompозитов $\text{CoFe}_2\text{O}_4/\text{ПВС}$ 30 вес. % (в и г) до и после облучения, соответственно
 А – ионы Fe^{3+} в тетраэдрическом положении (подрешетка А),
 В – ионы Fe^{3+} в октаэдрическом положении (подрешетка В)

Таблица 1

Параметры ЯГР-спектров при комнатной температуре порошков, выделенных из суспензий CoFe_2O_4 , и нанокompозитов $\text{CoFe}_2\text{O}_4/\text{ПВС}$ (30 вес. %) (изомерный химический сдвиг δ указан относительно $\alpha\text{-Fe}$)

Образец	Фракция	δ ,	Δ ,	$H_{\text{эфф}}$,	Вклад А,	Положение
		$\pm 0,0$	$\pm 0,02$			
		1	мм/с	Тл	решетке	
		мм/с				
Исходная суспензия CoFe_2O_4	СПМ	0,34	0,90	—	17	А
	СПМ	0,33	0,47	—	21	В
	ФМ	0,33	0,02	40,4	27	А
	ФМ	0,32	0,01	45,9	35	В
Суспензия CoFe_2O_4 , облученная СВЧ-полем	СПМ	0,35	1,02	—	6	А
	СПМ	0,33	0,51	—	9	В
	ФМ	0,31	0,01	43,8	32	А
	ФМ	0,31	0,01	47,2	35	В
	СПМ/ФМ	0,28	0,00	—	18	—
$\text{CoFe}_2\text{O}_4/\text{ПВС}$	СПМ	0,34	0,85	—	18	А
	СПМ	0,32	0,53	—	33	В
	ФМ	0,32	-0,02	43,2	22	А
	ФМ	0,30	0,01	47,6	27	В
$\text{CoFe}_2\text{O}_4/\text{ПВС}$, облученный СВЧ-полем	СПМ	0,35	0,87	—	18	А
	СПМ	0,33	0,53	—	34	В
	ФМ	0,31	0,01	40,9	19	А
	ФМ	0,32	0,01	46,5	29	В

Регистрируемые ЯГР-спектры нанокompозитов $\text{CoFe}_2\text{O}_4/\text{ПВС}$, как и в случае высушенных суспензий CoFe_2O_4 , также могут быть представлены как суперпозиция двух секстетов и двух дублетов (рис. 1). Вместе с тем, осаждение в полимерной матрице привело к изменениям соотношения вкладов СПМ и ФМ фракций в спектрах нанокompозитов (рис. 2). Как следует из рис. 2 для нанокompозитов $\text{CoFe}_2\text{O}_4/\text{ПВС}$ наблюдается снижение относительного вклада ферромагнитной фракции $A_{\text{ФМ}}$ на 20–30 %, которое объясняется распадом в процессе введения наночастиц CoFe_2O_4 в матрицу ПВС ферромагнитных агломератов суперпарамагнитных частиц, образовавшихся на стадии синтеза суспензий феррита кобальта.

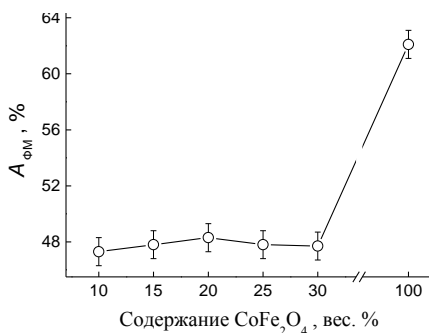


Рис. 2. Зависимость ферромагнитного вклада $A_{\text{ФМ}}$ от содержания CoFe_2O_4 в ЯГР-спектрах нанокompозитов $\text{CoFe}_2\text{O}_4/\text{ПВС}$ и $A_{\text{ФМ}}$ в ЯГР-спектре порошка, выделенного из суспензии CoFe_2O_4 (содержание CoFe_2O_4 - 100 вес.%)

После облучения порошков, выделенных из суспензий, в спектрах ЯГР помимо двух дублетов и двух секстетов наблюдается дополнительная компонента, обнаруженная при программной обработке спектров, — уширенный синглет с изомерным сдвигом 0,28 мм/с. Так как значение δ для этой компоненты близко по величине изомерному сдвигу ионов Fe^{3+} в подрешетках шпинели А и В, то можно предположить, что данный синглет соответствует частицам феррита кобальта, находящихся в промежуточном состоянии между ферромагнитным и суперпарамагнитным. Кроме того, наблюдается уменьшение суммарного вклада суперпарамагнитной фракции $A_{\text{СПМ}}$ до 15 % и рост значений поля сверхтонкого взаимодействия $H_{\text{эфф}}$ до 8 %. Полученные данные указывают на рост размеров частиц CoFe_2O_4 , и на увеличение степени совершенства их кристаллической структуры, что может быть вызвано спеканием частиц и их частичной рекристаллизацией в результате температурного разогрева под действием когерентного СВЧ-поля. В то же время, после воздействия на нанокompозиты $\text{CoFe}_2\text{O}_4/\text{ПВС}$ когерентным СВЧ-

излучением значения суммарных вкладов $A_{СПМ}$ и $A_{ФМ}$ не изменились. Данный результат может быть объяснен изолированностью в нанокompозитах частиц $CoFe_2O_4$ в полимерной матрице ПВС, что исключает возможность спекания частиц и образования их агломератов в результате нагрева образцов под действием СВЧ-поля. Отметим, что это коррелирует с полученными ранее данными ЯГР-спектроскопии в нанокompозитах частиц Fe_3O_4 (магнетит) в матрицах карбоксиметилцеллюлозы и желатина, подвергнутых аналогичной обработке [7].

Таким образом, в результате проведенного эксперимента установлено, что основным отличием облученных когерентным СВЧ-полем порошков, выделенных из суспензий $CoFe_2O_4$, от частиц $CoFe_2O_4$ в полимерной матрице ПВС является изменение, заключающееся в спекании и образовании агломератов частиц и, как следствие, уменьшение суперпарамагнитной фракции в суспензиях феррита кобальта. Для порошков суспензий $CoFe_2O_4$, полученных щелочным гидролизом солей трехвалентного железа Fe^{3+} и двухвалентного кобальта Co^{2+} при температуре 80–85 °С, после облучения импульсным (1000 импульсов) когерентным СВЧ-полем с частотой 30 ГГц вклад суперпарамагнитной фракции в ЯГР-спектрах уменьшился в ~ 2 раза.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (грант Х09Д-004).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. C. Alexiou, R. Jurgons, R. Schmid, etc. In vitro and in vivo investigations of targeted chemotherapy with magnetic nanoparticles // *J. Magn. Magn. Mater.* –2005. –Vol. 293. –P. 389–393.
2. I. Skumiel. Suitability of water based magnetic fluid with $CoFe_2O_4$ particles in hyperthermia // *J. Magn. Magn. Mater.* –2006. –Vol. 307. –P. 85–90.
3. B. A. Hutten, D. Sudfeld, I. Ennen, etc. Ferromagnetic FeCo nanoparticles for biotechnology // *J. Magn. Magn. Mater.* –2005. –Vol. 293. –P. 93–101.
4. C. D.-H. Kim, Se-Ho Lee, K.-N. Kim, etc. Temperature change of various ferrite particles with alternating magnetic field for hyperthermic application // *J. Magn. Magn. Mater.* –2005. –Vol. 293. –P. 320–327.
5. Yuqiu Qu, Haibin Yang, Nan Yang, etc. The effect of reaction temperature on the particle size, structure and magnetic properties of coprecipitated $CoFe_2O_4$ nanoparticles // *Materials Letters.* –2006. –Vol. 60. –P. 3548–3552.
6. Haneda, K., Morrish, A. H. Noncollinear magnetic structure of $CoFe_2O_4$ small particles // *J. Appl. Phys.* –1988. –Vol. 63, N 8. –P. 4258–4260.
7. Устойчивость локальных конфигураций ^{57}Fe в нанокompозитах карбоксиметилцеллюлоза- Fe_3O_4 и желатин- Fe_3O_4 к воздействию импульсным СВЧ-излучением / Ю.А. Федотова, А.И. Лесникович, В.Г. Баев, С.А. Воробьева, С.И. Тютюнников // Сборник докладов Международной научной конференции «Актуальные проблемы физики твердого тела» (20-23 октября 2009 г., г. Минск, Республика Беларусь). –2009. –Т.1. –С. 235–237.

МАГНИТНЫЕ ЖИДКОСТИ, СТАБИЛИЗИРОВАННЫЕ ПОЛИПРОПИЛЕНГЛИКОЛЕМ

Лебедев А.В.¹, Лысенко С.Н.²

¹Институт механики сплошных сред, 614013 Пермь, ул. Королева, 1.

²Институт технической химии, 614013 Пермь, ул. Королева, 3

Факс: (342)2378487; E-mail: lav@icmm.ru



Лебедев Александр Владимирович окончил физический факультет Пермского государственного университета в 1983 году. В 2005 году защитил диссертацию на соискание ученой степени д.ф.-м.н. Имеет 49 научных публикаций, в том числе 23 статьи, 3 авторских свидетельства на изобретение и патентов РФ, 10 статей в иностранных журналах. В настоящее время является старшим научным сотрудником лаборатории динамики дисперсных систем Института механики сплошных сред УрО РАН. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФИ, ИНТАС, премией им. Н.А. Семихатова.



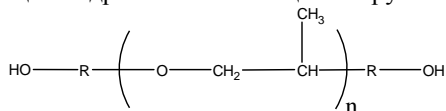
Лысенко Сергей Николаевич окончил химический факультет Ленинградского государственного университета в 1976 году. В настоящее время является ведущим инженером лаборатории физико-химии полимеров Института технической химии УрО РАН. Имеет 19 научных публикаций, в том числе 8 статей, 3 авторских свидетельства на изобретения.

В работе [1] сообщается об открытии нового многофункционального стабилизатора – полипропилен гликоля, позволяющего создавать магнитные жидкости на основе полярных и неполярных сред. В отличие от других известных полимерных стабилизаторов [2], полипропиленгликоль (PPG) гармонично может быть включен в процесс синтеза магнитного коллоида, поскольку образует эмульсии в водных растворах.

В предлагаемой работе исследуются магнитные, реологические и коагуляционные свойства серии образцов магнитных жидкостей, стабилизированных PPG с различной молекулярной массой.

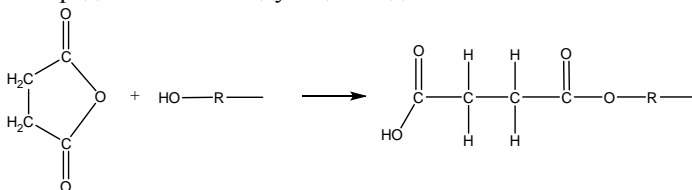
Синтез коллоидного раствора. Низкомолекулярный полипропиленгликоль (другое название полипропиленоксид или полиоксипропилен, торговое название лапрол) относится к группе простых полиэффи-

ров. Промышленностью выпускается продукт молекулярной массой не выше 6000, имеющий гидроксильные концевые группы OH.



Вид радикальных элементов R зависит от условий синтеза. Расположение боковых метиловых групп является нерегулярным. Это существенно понижает температуры стеклования и кристаллизации.

Основной проблемой при использовании PPG, как и любого другого полимера [2] в качестве стабилизатора, является закрепление молекул полимера на поверхности дисперсных частиц. В предлагаемой работе, для прочной связи полимера с поверхностью, на одном из концов его макромолекул была создана карбоксильная группа COOH. Способ получения карбоксильной группы состоял в реакции PPG с янтарным ангидридом при двукратном избытке полимера. При этом молекула ангидрида взаимодействует с гидроксильной группой путем раскрытия цикла и присоединяется к концу макромолекулы. Схематически реакция может быть представлена в следующем виде:



Дальнейший синтез МЖ выполнялся по стандартной технологии химического осаждения [3].

Полученный таким образом дисперсный магнетит оказался пригодным для растворения в самых разных несущих жидкостях: в сложных эфирах (этилацетат, бутилацетат), спиртах (этиловом, бутиловом), ацетоне, четыреххлористом углеводе, толуоле, керосине и в самом PPG. В то же время он не растворялся в полиметилсилоксане, этиленгликоле, глицерине и воде.

Магнитные и реологические свойства. Нами была синтезирована серия образцов магнитных жидкостей, отличающихся молекулярной массой и числом гидроксильных групп сурфактанта. Основные параметры образцов представлены в табл. 1. Магнитные свойства синтезированных коллоидов существенным образом зависят от молекулярной массы PPG-стабилизатора. Причина этой связи очевидно состоит в том, что масса PPG определяет толщину защитных оболочек частиц

Таблица 1

№	Молекулярная масса/число групп	χ (20°)	M_∞ кА/м	ρ , г/см ³	η (20°C), сРз
1	340/1	2.43	31.2	1.214	5.95
2	400/2	1.71	24.6	1.213	3.28
3	500/3	0.874	17.0	1.303	2.39
4	1000/2	1.27	10.3	1.042	9.47
5	2000/2	-	-	-	3.19

и тем самым ограничивает достижимые значения восприимчивости и намагниченности. Оценим толщину защитной оболочки в предположении линейной структуры молекул сурфактанта. Разделив молекулярную массу на массу одного сегмента 58 D и считая длину сегмента равной 0.36 нм [4], получаем среднюю длину молекулы PPG в линейной форме. Результаты расчетов представлены в таблице 2. Для сравнения, длина молекулы олеиновой кислоты равна 2.0 нм.

Другой независимый способ определения толщины стабилизирующей оболочки состоит в совместном использовании магнитных и реологических измерений. Процедура основана на сопоставлении трех характерных безразмерных концентраций – объёмной доли магнитной фазы φ_m , объёмной доли твердой фазы φ_S и гидродинамической концентрации частиц φ [5]. φ_m и φ_S определялись стандартно – из магнитных и денситометрических измерений соответственно. φ оценивалась из вязкости коллоида по методике Пшеничникова-Гилева [6], адаптировавших результаты теории вязкости суспензии твердых сфер [7, 8] на случай реальных магнитных жидкостей. Результаты определенных таким образом эффективных толщин оболочек представлены в табл. 2. Значения толщин оболочек, определенные разными способами, близки друг к другу. Поэтому можно утверждать, что частицы магнетита покрыты мономолекулярным слоем PPG.

Вид используемого стабилизатора влияет на реологические свойства коллоидного раствора, особенно в области низких температур. На рис. 1 представлены результаты измерений температурной зависимости вязкости образца № 1 на основе пропилового спирта.

Таблица 2

№	L_{call} , нм	L_{expr} , нм	T_S , °C	База
1	2.11	2.05	-115	Пропанол
2	2.48	3.86		Ацетон
3	3.10	4.07		Ацетон
4	6.21	6.24	-96	Этанол
5	12.41	-	-90	Этанол

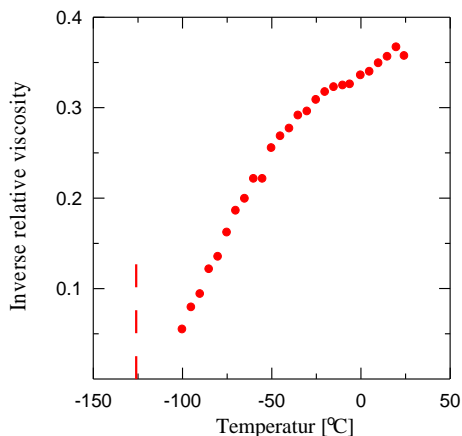


Рис. 1. Температурная зависимость обратной относительной вязкости магнитной жидкости, стабилизированной PPG340. Пунктирная линия соответствует температуре плавления пропанола.

стабилизированных жирными кислотами [5]. Жидкость на основе изооктана, стабилизированная олеиновой кислотой, теряет подвижность при температуре около -60°C . Это существенно выше температуры плавления изооктана (-107°C).

Результаты измерения температур отвердевания T_S других образцов, стабилизированных PPG, представлены в таблице 2. Температуры отвердевания образцов находятся в районе -100°C и слабо зависят от молекулярной массы стабилизатора.

Напротив, температура отвердевания жидкостей, стабилизированных PPG, существенным образом зависит от типа несущей среды (в отличие от классических магнитных жидкостей). В табл. 3 представлены результаты измерения температур отвердевания у жидкости, стабилизированной PPG340 в различных базовых средах.

Из сравнения T_S для разных сред можно сделать вывод, что наиболее предпочтительной средой для частиц с PPG оболочками являются спирты.

Таблица 3

Базовая среда	T_S
Изооктан	-54.4
Толуол	-100
Ацетон	-60
Масляный альдегид	-100
Этиловый эфир	-110
1,3-Дихлорбутен	-93.7
Ацетальдегид	$-40 < T_S < -30$

Коагуляционная устойчивость коллоида. Преимущество спиртов перед другими средами для PPG-оболочек наблюдается также и в процессе смешения PPG-жидкости на основе этанола (№ 4) с керосином. Процесс растворения керосина в магнитной жидкости проходит в две стадии. Сначала небольшие порции керосина полностью смешиваются с жидкостью. Затем, когда доля керосина по отношению к массе исходной жидкости достигает 22.5%, в системе происходит расслоение: в нижней части пробирки оседает устойчивый однородный коллоид с примесью керосина, тогда как сверху собирается *практически чистый керосин*.

Описанное расслоение спиртово-керосиновой смеси в присутствии коллоидных частиц с PPG оболочками может быть использовано на практике для создания *магнито-управляемых экстракторов этилового спирта*. Роль такого экстрактора может выполнять, например, капля магнитного коллоида, взвешенная в растворе и одновременно находящаяся под действием внешнего вращающегося магнитного поля. Увлекаемая полем во вращение капля будет перемешивать раствор и поглощать этиловый спирт из окружающей среды.

Совсем по-другому выглядит коагуляционная устойчивость жидкости на основе этанола по отношению к воде. Вода является сильным коагулянтном для коллоидов, стабилизированных молекулами PPG. При небольшой массовой доле воды коллоид частично коагулирует. На дно выпадает осадок, а сверху остается смесь спирта с водой с небольшой долей магнитных частиц. С увеличением доли воды количество коагулировавших частиц возрастает.

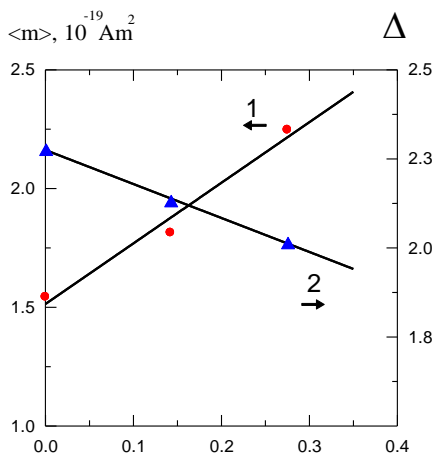


Рис. 2. Зависимости среднего магнитного момента (1) устойчивой части образца № 4 и дисперсии момента (2) от массовой доли воды.

Начиная с некоторого количества воды происходит полная коагуляция. Коагулировавшие частицы оседают на дне, а сверху собирается смесь спирта с водой. Полная коагуляция может быть использована для замены базовой жидкости магнитного коллоида, аналогично тому, как это делается для жидкостей с сурфактантами из жирных кислот [3].

В работе [9] исследована частичная коагуляция стандартной (магнетит + керосин + олеиновая кислота) магнитной жидкости под действием изопропило-

вого спирта. В этом случае в осадок выпадают наиболее крупные частицы. Указанное обстоятельство было использовано в [9] для разделения коллоида на фракции.

При частичной коагуляции коллоида, стабилизированного РРГ, также различается дисперсный состав коагулировавшей и устойчивой частей жидкости. Однако ситуация зеркально противоположна результатам [9]. Выполненный гранулометрический анализ устойчивой части коллоида показал, что в растворе остаются преимущественно крупные частицы. На рис. 2 представлены зависимости среднего магнитного момента $\langle m \rangle$ и дисперсии магнитного момента Δ устойчивой фракции образца № 4 от массовой доли добавленной воды.

Таким образом, синтезирована серия образцов магнитных жидкостей нового класса с применением РРГ в качестве стабилизатора. Образцы отличались молекулярной массой сурфактанта. Минимальная рабочая температура образцов достигает -115°C .

Наиболее подходящей средой для частиц, покрытых РРГ, являются спирты. На практике указанное свойство коллоидных частиц может быть использовано для создания магнитоуправляемого адсорбера спирта.

В присутствии небольшого количества воды жидкость, стабилизированная РРГ, частично коагулирует. Причем в растворе остаются преимущественно крупные частицы. Частичная коагуляция жидкости может быть использована для разделения магнитного коллоида на фракции.

Финансовая поддержка работы осуществлялась в рамках проекта РАН № 09-Т-1-1005 и гранта РФФИ № 10-02-96022-р_урал_a.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. A. V. Lebedev and S. N. Lysenko Appl. Phys. Lett. 95, 013508 (2009).
2. Непер Д. Стабилизация коллоидных дисперсий полимерами // М. Мир, 1986.
3. Розенцвейг Р. Феррогидродинамика // М. Мир, 1989.
4. Гордон А., Форд Р., Спутник химика, пер. с англ., М., Мир, 1976.
5. A. F. Pshenichnikov, A. V. Lebedev, J. Chem. Phys. 121, 5455, (2004).
6. Пшеничников А.Ф., Гилев В.Г. Коллоидный журнал, 59, 372, (1997).
7. J. S. Chong, E. V. Christiansen, A. D. Baer, J. Appl. Polym. Sci. 15, 2007, (1971).
8. T. S. Chow, Phys. Rev. E 50, 1274, (1994).
9. Пшеничников А.Ф., Лебедев А.В. Коллоидный журнал, 57, 844, (1995)

О ПОВЕРХНОСТНОЙ ОБЛАСТИ ЖЕЛЕЗОСОДЕРЖАЩИХ НАНОМАГНЕТИКОВ

Шипилин М.А.

Ярославский государственный университет им. П.Г.Демидова, 150010,
Ярославль, Россия, Красная площадь, 1,
E-mail: ship.yar@gmail.com

Захарова И.Н., Макаров В.М., Калаева С.З.

Ярославский государственный технический университет, 150023,
Ярославль, Россия, Московский проспект, 88, E-mail: kalaevasz@ystu.ru

Шипилин А.М.

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия, 119899, Воробьевы горы,
E-mail: amship@mail.ru

Целью нашей работы было исследование поверхностного слоя магнитных наночастиц на примере маггемита $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ различной дисперсности. Этот железосодержащий наномангнетик является одним из наиболее стабильных, ферроколлоиды на его основе используются в медицине и технике.

Методика. Методами электронной микроскопии и рентгеновской дифрактометрии для исследованных образцов определялся средний размер частиц d . Исследованы: обр. № 1 – «массивный» маггемит со средним размером частиц 1 мкм и два нанодисперсных порошка маггемита, синтезированных методом электрохимического осаждения - обр. № 2 с дисперсностью $d = 20$ нм и обр. № 3 с $d = 15$ нм. Рентгенофазовый анализ показал наличие в них одной фазы – маггемита.

Мессбауэровские спектры образцов регистрировались при фиксированной температуре в температурном интервале 100 – 300К в геометрии пропускания, источником излучения служил ^{57}Co в матрице Сг.

В настоящей работе использовалась программа «Spectr», которая позволяет проводить обработку мессбауэровского спектра, представляющего собой суперпозицию парциальных спектров различной формы (от синглета до секстета). Результатом этой обработки является определение таких параметров мессбауэровского спектра, как изомерный сдвиг мессбауэровской линии δ , квадрупольное смещение компонент спектра ϵ , эффективное магнитное поле H_n на ядрах ^{57}Fe и интенсивность мессбауэровской линии I . Именно таким образом получены значения параметров, приведённые в табл.1. Для образца № 3 по данным о его мессбауэровском спектре проводилась реставрация функции рас-

пределения эффективных магнитных полей $p(H_n)$ на ядрах ^{57}Fe с помощью программы «Distri». На основании вида функции $p(H_n)$ определялись величины, представленные в табл.2: H_n – величина поля, на которую приходится максимум функции $p(H_n)$ и величина S – площадь под максимумами графика этой функции.

Таблица 1

Изомерный сдвиг (δ), квадрупольное смещение компонент спектра (ϵ), эффективное магнитное поле (H_n) и интенсивность линии (I) – параметры мессбауэровских спектров ядер ^{57}Fe маггемита ($\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$); $\Delta\gamma$ – толщина поверхностного слоя частицы

№ сектета	Массивный образец № 1				Дисперсный образец № 2 (средний размер $d = 20$ нм)				
	δ , мм/с	ϵ , мм/с	H_n , кЭ	I , мм/с	δ , мм/с	ϵ , мм/с	H_n , кЭ	I , мм/с	$\Delta\gamma$, нм
1	0,36	0	502	0,028	0,32	-0,002	503	0,514	0,75
2	0,47	0	490	0,031	0,34	-0,002	488	0,369	
3					0,44	0	455	0,105	
4					0,45	0,001	414	0,063	
5					0,45	0	359	0,039	

Таблица 2

Эффективное магнитное поле (H_n) и площадь под максимумом (S) – параметры функции распределения, соответствующей мессбауэровскому спектру образца № 3; $\Delta\gamma$ – толщина поверхностного слоя частицы

№ максимума	Средний размер частиц – $d = 15$ нм		
	H_n , кЭ	S , мм/с	$\Delta\gamma$, нм
1	484	0,70	0,70
2	442	0,22	
3	405	0,06	

Результаты и обсуждение. Поскольку маггемит имеет структуру шпинели, естественно считать, что как для массивного, так и для нанодисперсных образцов в мессбауэровском спектре, регистрируемом при комнатной температуре, должна присутствовать суперпозиция секстетов, обусловленных вкладами ионов железа, принадлежащих магнитоупорядоченным частицам и находящихся в различных кристаллографических состояниях. Однако, на экспериментальном спектре массивного маггемита виден практически один секстет, очевидно, вследствие того, что параметры вкладов от ионов Fe^{3+} в А- и В-местах шпинельной структуры маггемита близки по величине. Обработка мессбауэровских данных обр. № 1 с использованием программы «Spectr» позволила определить эти параметры (см. табл. 1).

Мессбауэровский спектр на рис. 1, полученный для дисперсного маггемита с $d = 20$ нм, имеет сложный характер, обусловленный, по всей вероятности, тем, что вклад в спектр ядер «поверхностных» ионов Fe^{3+} , «обеднённых» обменными связями, в случае наночастиц является значительным. Очевидно, что названный вклад должен становиться ещё более существенным для образца с меньшим размером частиц. Помимо этого на мессбауэровском спектре образца маггемита с более высокой дисперсностью $d = 15$ нм, имеющем сложную конфигурацию, присутствует, в отличие от обр. № 2, центральный дублет. Он соответствует, по-видимому, наиболее мелким частицам маггемита, находящимся в суперпарамагнитном состоянии. Известно, что критический размер магнитной частицы, ниже которого она проявляет суперпарамагнитные свойства, увеличивается с ростом температуры. Спектр упомянутого образца маггемита при $T = 100$ К демонстрирует уменьшение этого дублета по сравнению с $T = 300$ К, что подтверждает соответствие дублета суперпарамагнитным частицам этого вещества.

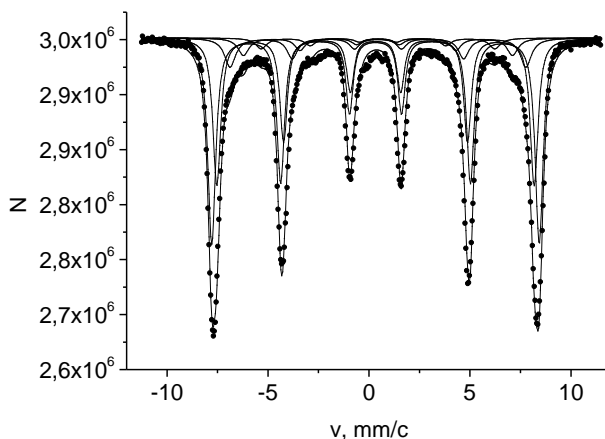


Рис. 1. Мессбауэровский спектр наночастиц γ -оксида железа при комнатной температуре ($d = 20$ нм)

В табл.1 представлены параметры мессбауэровских спектров ядер ^{57}Fe массивного маггемита (обр. № 1) и образца нанодисперсного маггемита с $d = 20$ нм (обр. № 2). Расшифровка спектра образца № 2 (рис. 1) с использованием программы «Spectr» показала, что наилучшим образом он описывается как суперпозиция пяти секстетов. Анализ величин эффективных магнитных полей H_n на ядрах ^{57}Fe позволяет считать поля $H_{n1} = 503$ кЭ и $H_{n2} = 488$ кЭ полями на ядрах ионов Fe^{3+} в А- и В-местах внутренней области частицы. Остальные три поля отно-

сятся, по-видимому, к ионам железа, принадлежащим к поверхностной области частицы. Под поверхностной областью частицы маггемита (феррита-шпинели) естественно понимать ту её область, в которой часть катионов Fe^{3+} – те, которые находятся непосредственно на поверхности частицы, – лишены половины обменных связей (по сравнению с «внутренними» катионами), а часть катионов, относящаяся к следующему, более глубокому, слою, также находятся в отличном от «внутренних» катионов состоянии. В этом смысле можно условно считать, что поверхностная область магнитной частицы состоит из двух слоёв: внешнего (1) и более глубокого (2). Можно предположить, что эффективные магнитные поля $H_{n3} = 455$ кЭ и $H_{n4} = 414$ кЭ соответствуют принадлежащим поверхностному слою (2) ионам Fe^{3+} в А- и В-местах кристаллической решётки маггемита, а поле $H_{n5} = 359$ кЭ соответствует ионам Fe^{3+} поверхностного слоя (1) магнитной частицы. Анализ данных в табл.1 показывает, что эффективные магнитные поля H_{n1} и H_{n2} на ядрах ^{57}Fe во внутренней области наночастицы для данного дисперсного образца $\gamma-Fe_2O_3$ в пределах погрешности совпадают с аналогичными полями для массивного образца маггемита. Эффективные магнитные поля на ядрах железа в поверхностной области существенно снижены по сравнению с массивным образцом. Это снижение особенно велико для внешнего поверхностного слоя (1) магнитной частицы.

Данные об интенсивности парциальных спектров, содержащиеся в табл. 1, позволяют методом [1] произвести оценку толщины поверхностных слоёв наночастиц для обр. № 2. Считая, что отношение интенсивности I_5 к суммарной интенсивности всех вкладов равно отношению объемов поверхностного слоя (1) V_{e1} к общему объёму наночастицы $V = (V_{e1} + V_{e2} + V_i)$ и принимая $V_{e1} = 4\pi r^2 \Delta r_{e1}$ и $V = 4/3\pi r^3$ (r – радиус частицы, Δr_{e1} – толщина поверхностного слоя (1)), получим приближенно:

$$V_{e1}/V = 3\Delta r_{e1}/r. \quad (*)$$

Учитывая $d = 2r = 20$ нм, получим $\Delta r_{e1} = 0,12$ нм – толщину поверхностного слоя (1). Аналогично, рассматривая отношение суммарной интенсивности ($I_5 + I_4 + I_3$) к суммарной интенсивности всех вкладов, можно получить толщину всей поверхностной области $\Delta r = 0,75$ нм, и, затем, вычитая Δr_{e1} , оценить толщину поверхностного слоя (2) $\Delta r_{e2} = 0,63$ нм.

По сравнению со спектром на рис.1, спектр обр. № 3 с $d = 15$ нм имеет более сложный характер, и применение для его расшифровки программы «Spectr» оказывается менее эффективным. Для получения информации об этом образце анализировалась реставрированная нами на основании его мессбауэровского спектра с помощью программы

«Distri» функция распределения эффективных магнитных полей на ядрах железа $\rho(H_n)$, приведенная на рис.2.

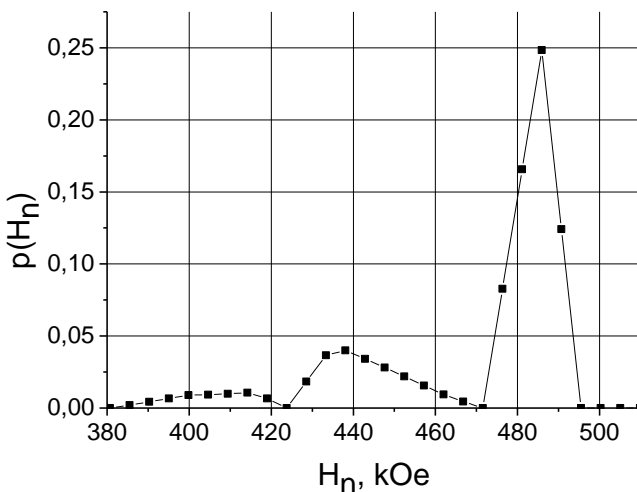


Рис. 2. Функция распределения эффективных магнитных полей на ядрах железа, соответствующая спектру

Её график имеет три максимума, соответствующих полям $H_{ni} = 484$ кЭ, $H_{ne2} = 442$ кЭ и $H_{ne1} = 405$ кЭ. Заметим, что функция $\rho(H_n)$ для массивного маггемита, полученная нами на основании спектра образца № 1, имеет единственный максимум. Напомним, что для массивного маггемита ионам Fe^{3+} в А- и В-местах кристаллической решетки соответствуют весьма близкие эффективные магнитные поля на ядрах ^{57}Fe (см. табл. 1), что и обусловило наличие одного широкого максимума функции $\rho(H_n)$ для этого образца. Максимумы на рис. 2 относятся, очевидно, к разным областям наночастицы. Максимум, приходящийся на поле $H_{ni} = 484$ кЭ, соответствует, по-видимому, ионам железа в А- и В-местах кристаллической решетки, принадлежащим внутренней области частицы. Величина H_{ni} несколько ниже, чем поле $H_n \sim 500$ кЭ, вблизи которого наблюдается максимум $\rho(H_n)$ для массивного образца $\gamma-Fe_2O_3$. Максимумы при более низких полях H_{ne1} и H_{ne2} соответствуют, по всей вероятности, ионам железа, принадлежащим «поверхностному» и следующему за ним слою, «обеднённым» обменными связями. Сложная структура поверхностной области частицы приводит, по-видимому, к «размытости» низкополевых максимумов на рис. 2.

По данным о функции $\rho(H_n)$ мы оценивали площади S под каждым из её максимумов и общую площадь под её графиком. На основа-

нии этих величин нами определялось отношение объема «поверхностного» слоя наночастицы – V_{e1} , к общему объёму частицы V и по формуле (*) оценивалась толщина этого слоя $\Delta r_{e1} = 0,15$ нм. Аналогичным образом был получен размер всей поверхностной области частицы $\Delta r = \Delta r_{e1} + \Delta r_{e2} = 0,70$ нм и, далее, толщина следующего за «поверхностным» слоя $\Delta r_{e2} = 0,55$ нм.

Полученные в нашей работе величины эффективных магнитных полей на ядрах ^{57}Fe , относящихся к разным областям наночастицы. (см. табл. 1,2), позволяют оценить ΔH_n - снижение H_n для «поверхностного» и следующего за ним слоя по сравнению с H_n для «внутренней» области частицы. В работе [2] приведены оценки вкладов в эффективное магнитное поле на ядре от каждой из косвенных обменных связей для иона Fe^{3+} в структуре шпинели, сделанные на основе метода молекулярных орбиталей в приближении линейной комбинации атомных орбиталей. Эти вклады для А- и В-мест составляют соответственно 8 и 12 кЭ. Для ионов железа, находящихся в поверхностной области наночастицы, снижение H_n нельзя, по-видимому, оценить путем простого подсчета отсутствующих связей, поскольку для любого «поверхностного» иона железа состояние наличествующих соседних ионов Fe также отличается от состояния в «массивном» образце. Однако, для исследованных образцов нанодисперсного маггемита получаемые в данной работе на основании мессбауэровских данных оценки ΔH_n по порядку величины согласуются с оценками, сделанными на основе метода молекулярных орбиталей. Можно заметить также, что полученная для образцов № 2 и № 3 общая глубина «поверхностной» области наночастицы Δr , составляющая 0,75 нм и 0,70 нм соответственно, приблизительно в два раза больше, чем длина обменной связи, равная ~0,4 нм, что кажется достоверным с учетом представлений о структуре феррита-шпинели. При этом полученная в наших оценках толщина слоя (1) ионов, лежащих на самой поверхности частицы, Δr_{e1} оказалась сравнимой с размерами этих ионов.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. В.И.Николаев, И.Н.Захарова, А.М.Шипилин, ФТТ, 2001, т.41, стр.1455-1457
2. В.И.Николаев, В.С.Русаков. Мессбауэровские исследования ферритов. Изд-во Моск. ун-та. 1985. 223 с.

НОВЫЙ СПОСОБ СИНТЕЗА НАНОДИСПЕРСНЫХ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Лисин А.В., Грабовский Ю.П.

Открытое акционерное общество

Научно-исследовательский и проектный институт по переработке газа
(ОАО «НИПИГазпереработка»)

350000, г. Краснодар, ул. Красная, 118. Факс: (861) 2750570;

Е-mail: a.v.lisin@kragaz.ru

Храпко Н.В.

Кубанский государственный университет

355040, г. Краснодар, ул. Ставропольская, 149.

Е-mail: Chrapko.Nat@mail.ru

К нанодисперсным магнитным материалам, нашедшим широкое применение в различных отраслях промышленности, можно отнести магнитные жидкости (МЖ). И хотя к настоящему времени известно множество способов их получения, попытки найти более простые и экономичные все еще можно встретить в литературе, в том числе и патентной [1-3]. Это можно объяснить, с одной стороны, большим расходом МЖ, например, в процессах разделения водонефтяных эмульсий или сепарации немагнитных материалов по плотности, а с другой стороны – с высокой стоимостью ее, что может ограничить область применения МЖ. Тем не менее известные публикации и патенты, в которых снижение себестоимости МЖ предполагается достигнуть за счет использования отходов различных производств [2, 3], не позволяют с оптимизмом смотреть в будущее. Это связано не только со сложностью таких процессов и нерешенностью целого ряда экологических проблем, но, главным образом, с отсутствием методов оценки их качества.

Одним из путей решения этой проблемы является организация производства МЖ в местах переработки шлиховых концентратов. Поскольку на стадии предварительной обработки концентратов выделяется значительное количество природного магнетита, то возможность использования его для получения МЖ становится актуальной.

Как известно, первые попытки использования массивного магнетита для получения МЖ нельзя считать успешными [4]. Этот способ получения магнитной жидкости не получил дальнейшего развития из-за низкой производительности, сложности оборудования и низкого качества МЖ. Основные трудности этого процесса получения МЖ, связан-

ные с длительностью размола частиц до требуемого размера и неоднородностью получаемых частиц, так и не удалось преодолеть.

Тем не менее, заслуживает внимания метод получения высокодисперсных частиц магнетита из массивного материала путем предварительного растворения его в водном растворе неорганической кислоты с последующим осаждением магнетита при добавлении щелочи. Этот вариант получения МЖ может оказаться экономически оправданным.

Принципиальная возможность осуществления такого способа получения высокодисперсных частиц магнетита находит подтверждение в литературе, где приведены результаты работ по исследованию механизма растворения магнетита в растворах неорганических кислот [5,6].

Поэтому в настоящей работе предпринята попытка рассмотреть новый способ получения МЖ, проанализировав последовательно все стадии синтеза, включая оценку качества полученных образцов.

Исходные материалы и реактивы

Для решения поставленной задачи в качестве исходного материала выбран магнетит, выделенный на стадии предварительной обработки шлиховых концентратов на горно-обогатительном комбинате г. Алдана. Высокая чистота выбранного магнетита была подтверждена химическим анализом раствора образца в неорганической кислоте. Величина намагниченности насыщения природного магнетита близка к табличной для стехиометрического магнетита. Температура Кюри выбранного образца также соответствует стехиометрическому магнетиту и дополнительно подчеркивает его чистоту. В качестве кислот, выбранных для растворения магнетита, использованы соляная, серная и орто-фосфорная кислоты марок «хч». Для осаждения высокодисперсных частиц магнетита выбраны растворы аммиака с концентрацией 25 % мас. и маркой «хч».

Олеиновая кислота, которая использовалась для стабилизации высокодисперсных частиц магнетита, имела марку «имп».

Методика проведения эксперимента

Процесс получения магнитной жидкости можно разделить на три стадии: получение высокодисперсных частиц магнитной фазы, стабилизацию полученных частиц магнетита и пептизацию стабилизированных частиц в дисперсионной среде.

Все эти стадии подробно описаны в монографиях и патентной литературе. Поэтому при обсуждении полученных результатов будут подчеркнуты только отклонения от общепринятых условий проведения отдельных операций.

Для определения реологических характеристик полученных образцов магнитных жидкостей использован наиболее простой и широко распространенный метод измерения вязкости. Вязкость МЖ определяли капиллярным вискозиметром ВПЖ-2 с диаметром капилляра 0,54 мм. Измерения проводили при 25 °С. Точность поддержания температуры составляла 0,05 °С. Погрешность измерения не превышала 1 %.

По вязкости низкоконцентрированной магнитной жидкости можно легко определить концентрацию дисперсной фазы, используя уравнение Эйнштейна:

$$\frac{\eta_{МЖ}}{\eta} = 1 + k \cdot \varphi,$$

где $\eta_{МЖ}$, η – вязкости МЖ и дисперсионной среды; φ – объем дисперсной фазы; $k = 2,5$.

Однако в МЖ объем магнитной (дисперсной) фазы будет увеличен за счет образования вокруг частиц защитной оболочки, толщина которой при использовании олеиновой кислоты в качестве стабилизатора составляет ~2,0 нм. Увеличение объема магнитных частиц в МЖ может быть компенсировано при известном объеме магнитной фазы за счет увеличения коэффициента при φ в вышеприведенном уравнении.

Новый коэффициент k_1 будет расти пропорционально увеличению отношения объема стабилизированных частиц $V_{стаб}$ к объему нестабилизированных частиц V , т.е.

$$k_1 = 2,5 \cdot \frac{V_{стаб}}{V}.$$

Изменение k_1 от размера магнитных частиц приведено ниже в табл. 1.

Таблица 1
Расчетное изменение коэффициента k_1 от размера магнитных частиц d_0

d_0 , нм	100,0	50,0	20,0	10,0	8,0	6,0	4,0
k_1	2,82	3,14	4,3	6,8	8,4	11,5	20,0

Для определения устойчивости образца в неоднородном магнитном поле и оценки пригодности его в процессах сепарации использовали методику, описанную в патенте [7]. Исследуемый образец МЖ (объем пробы 0,3-0,5 л) с заранее измеренной плотностью помещают в магнитную систему с градиентным магнитным полем и выдерживают там в течение 20-90 минут. Индукция поля в зазоре может достигать 1,5-2,0 Тл, а градиент – 4 Тл/м. Затем шприцом отбирают часть пробы МЖ, расположенную в зоне с минимальной индукцией магнитного поля, и вновь измеряют плот-

ность отобранной части пробы. По изменению плотности (или ее постоянству) судят об устойчивости образца и его качестве.

Проведены дополнительные исследования по растворимости магнетита в растворах неорганических кислот, включающие поиск оптимальных условий проведения процесса растворения. При этом решены вопросы, связанные с поддержанием заданного соотношения $\text{Fe}^{3+}/\text{Fe}^{2+}$ в растворе.

Полученные в работе результаты не всегда согласуются с результатами работ [5, 6]. Хотя было подтверждено существенное влияние на скорость растворения магнетита температуры и типа используемой кислоты.

Суммируя результаты работы по определению операций, связанных с приготовлением исходного раствора, можно сказать, что найден порядок и условия проведения операций по приготовлению исходного раствора солей железа. Полученные результаты позволили перейти непосредственно к синтезу высокодисперсных частиц магнетита, стабилизации и получению экспериментальных образцов МЖ, тем более, что дробление частиц магнетита до размеров 0,08-0,06 мм позволило повысить скорость растворения его более чем в 3 раза.

На следующей стадии получения МЖ, а именно стабилизации полученных высокодисперсных частиц магнетита трудно однозначно сформулировать оптимальные условия ее проведения.

Известно, что американские исследователи рекомендуют проводить процесс стабилизации при температуре порядка 90-95 °С, причем стабилизатор – олеиновую кислоту добавляют в суспензию магнетита в виде раствора ее в керосине [8]. С нашей точки зрения процесс стабилизации начинается при разрушении кристаллогидратов магнетита с выделением кристаллизационной воды. Олеиновая кислота после выделения кристаллизационной воды реагирует с поверхностными гидроксильными группами, образуя защитную оболочку. Процесс выделения кристаллизационной воды, по-видимому, начинается с заметной скоростью при температурах выше 50 °С. Если же он протекает при отсутствии олеиновой кислоты, то частицы магнетита могут укрупняться, что приведет к получению МЖ с частицами магнетита больших размеров, а, следовательно, менее устойчивых в градиентном магнитном поле. В то же время присутствие олеиновой кислоты в суспензии кристаллогидратов магнетита может интенсифицировать процесс их разрушения, и образование защитной оболочки будет происходить уже при комнатной температуре. С целью проверки этой гипотезы было проведено термогравиметрическое исследование образцов кристаллогидратов магнетита в присутствии олеиновой кислоты и без. Полученный результат приведен на рис. 1.

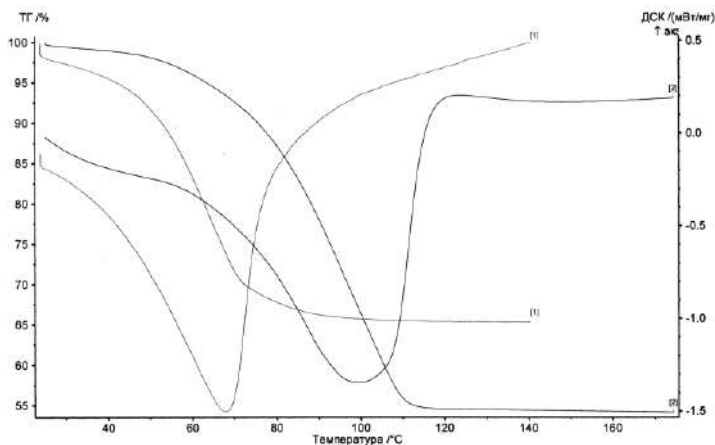


Рис. 1. Результаты термогравиметрического анализа образца МЖ, полученной при осаждении раствором NH_4OH :

- 1 – образец свежесозажденного магнетита с добавкой олеиновой кислоты;
2 – образец свежесозажденного магнетита

Он подтвердил эффект влияния олеиновой кислоты на процесс выделения кристаллизационной воды, т.е. на процесс стабилизации. Показано смещение экзотермического эффекта при нагревании образца в сторону более низких температур. Как следствие, были изменены условия стабилизации осажденных частиц магнетита, а именно: снижена температура стабилизации до комнатной и стабилизатор вводили непосредственно в суспензию магнетита.

На последней стадии синтеза МЖ стабилизированные частицы магнетита легко могут быть экстрагированы из суспензии дисперсионной средой, в качестве которой чаще всего используют керосин. Дальнейшие операции по разделению образовавшейся эмульсии, промывке МЖ от солей и остатков воды не представляют интереса ни с точки зрения новизны, ни с точки зрения технической сложности.

Наконец, прежде чем рекомендовать предлагаемый способ получения МЖ, необходимо проанализировать качество полученных образцов. Наиболее важными характеристиками МЖ, используемой в процессе сепарации немагнитных материалов, является вязкость и устойчивость в градиентном магнитном поле.

На рис. 2 приведена зависимость относительной вязкости МЖ от концентрации дисперсной фазы для образца, стабилизированного олеиновой кислотой.

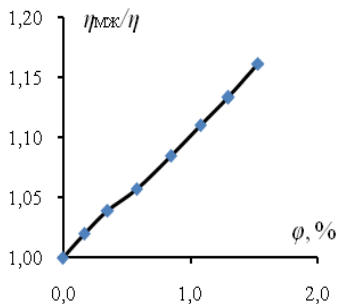


Рис. 2. Зависимость $\eta_{\text{МЖ}}/\eta_0$ от φ . Условия: температура 25 °С; основа – керосин; стабилизатор – олеиновая кислота

Как следует из приведенного графика, зависимость относительной вязкости низкоконцентрированной МЖ от содержания дисперсной фазы имеет линейный характер, т.е. согласуется с уравнением Эйнштейна, но коэффициент при φ имеет величину близкую к 10. Это означает, что средний размер частиц магнитной фазы не превышает 8,0 нм, а такие жидкости, согласно расчетам, приведенным в работе [9], должны обладать высокой устойчивостью.

Экспериментальная проверка устойчивости образцов [7] показала, что все три образца МЖ, стабилизированные различными жирными кислотами, после часовой выдержки их в градиентном поле магнитного сепаратора не изменили своей плотности.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Макаров В.М., Калаева С.З., Ерехинская А.Г. и др. Магнитные жидкости из отходов производства // Экология и промышленность России, июль, 2007 г.
2. Пат. 2193251 РФ МПК Н01 F 1/28. Способ получения магнитной жидкости / Макаров В.М., Юсова А.П., Шипилин А.М. и др.
3. Пат. 2016430 РФ МПК Н01 F 1/28. Способ получения концентрата магнитной жидкости / Соловьева Ж.Ф.
4. Papell S.S. Low viscosity magnetic fluid obtained by colloidal suspension of magnetic particles. Pat. 3215572 (USA), 1965.
5. Горичев И.Г., Ключников Н.Г., Бибицова З.П., Болтовская И.Г. Кинетика растворения магнетита в серной кислоте // ЖФХ. – 1976. – Т. 50, вып. 12. – с. 3119-3123.
6. Горшнева В.Ф., Горичев И.Г., Ключников Н.Г. Кинетика растворения оксидов железа в фосфорной кислоте // ЖФХ. – 1979. – Т. 53, вып. 9. – с. 2277-2280.
7. Пат. 2079375 РФ МПК В03 С 1/32. Способ определения устойчивости магнитных жидкостей / Ермаков В.В., Евтушенко М.Б., Грабовский Ю.П.
8. Khalafalla S.E., Reimers G.M. Magnetic fluids. Pat. 3843540 (USA), 1973.
9. Розенцвейг Р. Феррогидродинамика /Пер. с англ./ – М.: Мир, 1989. – 358 с.

СТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ВОДОРАСТВОРИМОГО НАНОСТРУКТУРИРОВАННОГО БИОМАГНЕТИКА ФЕРРИТА КОБАЛЬТА

Александрова Г.П.¹, Богомяков А.С.², Сухов Б.Г.¹,
Овчаренко В.И.², Трофимов Б.А.¹

¹Иркутский институт химии СО РАН, 664033,

г. Иркутск, ул. Фаворского, 1. E-mail: alexa@irioch.irk.ru

²Институт «Международный томографический центр» СО РАН,
630090, г. Новосибирск, ул. Институтская, 3а.

E-mail: Victor.Ovcharenko@tomo.nsc.ru

Введение

Наноразмерные магнитные жидкости продемонстрировали большую практическую полезность в увеличении эффективности биомедицинских анализов и диагностики и послужили толчком, приведшим к появлению нового междисциплинарного направления, получившего название наномедицина. Среди различных типов наноматериалов наноразмерные оксиды железа служат наиболее убедительным примером биомедицинского применения. Успешное использование нанодисперсных магнитных жидкостей для биодоставки лекарств или визуализации особенностей биологических объектов на клеточном или даже молекулярном уровне служит доказательством актуальности подобного рода исследований.

В последние два десятилетия в большом количестве появились публикации, касающиеся различных аспектов именно нанодисперсных магнитных жидкостей: их химического синтеза, исследования магнетизма, изучения поверхности и тестирования биологической активности *in vitro* и *in vivo* [1-4]. Фактически выполнено множество клинических исследований железооксидных частиц, полученных классическим гидролитическим способом. Основой магнитных жидкостей служат как оксиды железа, так и многообразные ферриты, в том числе легированные редкоземельными металлами [3]. Органические полимерные матрицы, применяемые для покрытия частиц, обеспечивающие повышенную биосовместимость препаратов, приводят к получению магнитных частиц с разными размерами и свойствами, физическими, химическими и биологическими [4]. Изменение состава магнитной компоненты, так же как изменение количественного соотношения магнитное ядро - полимерная органическая оболочка позволяет в определенных пределах влиять на характеристики магнитных жидкостей.

Работа посвящена развитию экспериментальных подходов к синтезу наноразмерных жидкостей с высокодисперсной нанофазой ферритов кобальта, стабилизированных макромолекулами полисахарида арабиногалактана с целью расширения ряда потенциальных магнитных биосовместимых систем.

Результаты и их обсуждение

В основе гидролитического метода синтеза магнитоактивных нанокompозитов лежит образование металлооксидной фазы по реакции соосаждения ионов железа и переходного металла в водном растворе природного полимера. Макромолекула арабиногалактана, взаимодействуя с поверхностью образующихся металлооксидных частиц, стабилизирует их на ранней стадии роста в наноразмерном состоянии. Важной особенностью такого подхода становится получение субстанции с высокой степенью дисперсности и долговременное удержание ее в этом состоянии за счет свойств высокомолекулярной составляющей. Закономерности процесса на примере образования оксидов железа изучены ранее в широком интервале pH среды, концентраций ионов металлов, температуры реакции [5]. В установленных оптимальных условиях получены стабильные наноструктурированные композиты, имеющие в своем составе высокодисперсную ферритовую нанофазу и природный полисахарид. Во всех исследованных случаях реакция протекает с высоким выходом (до 96 %), а полученные порошкообразные продукты хорошо растворимы в воде, что имеет важное значение для их практического применения.

Предлагаемый метод позволяет осуществлять широкое варьирование состава композита за счет дозированного введения прекурсоров, представляющее значительный интерес в дизайне новых магнитоактивных систем. Содержание железа (2.3-5.1 %) и кобальта (0.5-1.7 %) в составе композитов, определенное методом атомно-абсорбционной спектроскопии, отвечает задаваемым соотношениям ионов Fe(III)/Co(II), что открывает возможность целенаправленного синтеза частиц заданного химического состава. Весьма интересным последствием данного экспериментального подхода является создание нанокompозита с магнитной фазой, состоящей из феррита, обогащенного магнетитом. Особенностью подобного синтеза является использование в качестве дополнительного прекурсора, ионов двухвалентного железа Fe(II), наряду с ионами Fe(III) и Co(II).

Присутствие в составе нанокompозита вводимых прекурсоров подтверждено характером УФ спектра водного раствора арабиногалак-

тана, который имеет слаборазрешенный характер и представляет собой широкую интенсивную кривую поглощения в области 200- 380 нм, переходящую в плавно ниспадающую линию в видимой области спектра. Величины характеристических частот колебаний связей Fe-O в ИК спектрах (KBr) нанокомпозитов находятся при 602, 435, 383 см^{-1} ; наблюдаемая в спектре в области 3600-3200 см^{-1} сильная широкая полоса поглощения, соответствует валентным колебаниям гидроксильных групп, связанных водородными связями; полоса поглощения 1640 см^{-1} средней интенсивности принадлежит молекулам воды, остальные полосы поглощения принадлежат полимерной матрице.

Структура нанокомпозитов подтверждена результатами рентгенофазового анализа [6], свидетельствующими о формировании феррита кобальта с размерами кристаллитов 8-9 нм и параметром элементарной ячейки $a = 8.384 \text{ \AA}$, близким к таковому для стандартного феррита кобальта.

Морфология сформированных наночастиц ферритов кобальта определена методом просвечивающей электронной микроскопии. Приводимое изображение характеризует высокодисперсное состояние феррита кобальта как наноразмерное, позволяет установить однородность синтезированных частиц и их округлую сферическую форму, отсутствие анизотропии, а также показывает расположение частиц друг относительно друга (рис. 1). Расстояние между частицами сопоставимо с их диаметром, превышая его в несколько раз. Это подчеркивает, что магнитные частицы пространственно разделены, однако ограничения метода ПЭМ не позволяют увидеть разделяющую частицы органическую матрицу. Средний диаметр наночастиц равен 29 нм, они имеют узкое распределение дисперсности: доля частиц с размерами 15-35 нм составляет 91 % (рис. 2).

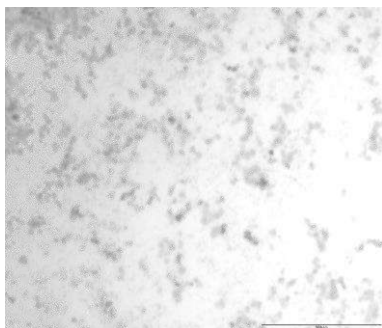


Рис. 1. Микрофото феррита кобальта (ПЭМ)

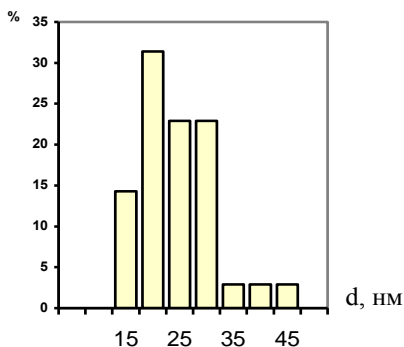


Рис. 2. Гистограмма распределения по размерам наночастиц феррита кобальта

Исследование магнитных свойств феррита кобальта (Fe 2.3%-Co 1.7%), инкапсулированного в матрицу арабиногалактана, проведено на СКВИД-магнетометре. Экспериментально показано, что полевые зависимости намагниченности образца характеризуются гистерезисом (рис. 3). С ростом напряженности магнитного поля в интервале 0 до 15000 Э (5 К) удельная намагниченность возрастает, достигая максимального значения – намагниченности насыщения δ , равной 28.7 Гс·см³/г. При отключении внешнего источника образец сохранял остаточную намагниченность $\delta_{ост}$ 0.53 Гс·см³/г, для устранения которой требовалась напряженность размагничивающего поля H_c (коэрцитивная сила) 162 Э. Нанокompозит обнаруживает ферромагнитное поведение в широком интервале температур и характеризуется спадом намагниченности при приближении к 320 К. Такой вид магнитной зависимости характерен для многих ферритов и обусловлен доменной структурой их магнитной фазы и ее перестройкой с повышением температуры [1]. Особенностью магнетизма изученного наноферрита являются более низкие значения магнитных характеристик по сравнению с наночастицами магнетита, распределенными в той же полисахаридной арабиногалактановой матрице [7-8]. Очевидно, замещение ионов железа ионами кобальта в составе образующихся частиц обеспечивает формирование новой структуры, и, как следствие, изменение магнитных свойств нанокompозитов.

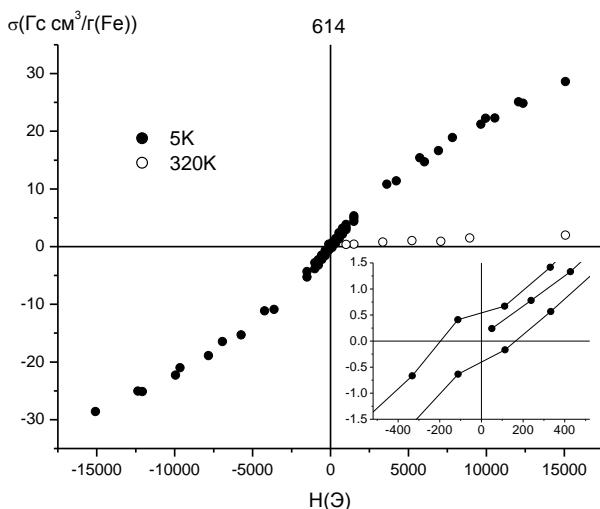


Рис. 3. Типичный вид кривой намагниченности наномагнетика феррит кобальта/арабиногалактан в низкотемпературной области (5 К) и при температуре 320 К. На врезке: типичный вид кривой намагниченности при 320 К в увеличенном масштабе

Заключение

Таким образом, нами создан новый тип агрегативно высокоустойчивых водорастворимых наномагнетиков, представляющих собой наночастицы феррита кобальта, инкапсулированные в матрицу арабиногалактана. Применение комплекса спектральных методов позволило установить структурные особенности нового типа наномагнетиков. Специфика синтеза обеспечивает контролируемые размеры и узкое распределение дисперсности формирующихся частиц и обуславливает их долговременную стабильность. Охарактеризованы фундаментальные магнитные свойства кобальтового феррита арабиногалактана.

Найденные зависимости по синтезу нанобиокомпозитов и их магнитных характеристик развивают представления о взаимосвязи основных магнитных свойств вещества с его наноразмерным состоянием, создают предпосылки для создания общей стратегии направленного синтеза нанодисперсных магнитных жидкостей с управляемым комплексом свойств на основе природных наностабилизирующих матриц.

Работа выполнена при поддержке интеграционного проекта СО РАН № 47.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Губин С.П., Кокшаров Ю.А., Хомутов Г.Б., Юрков Г.Ю. // Успехи химии. 2005. Т.74. №6. С. 539-574.
2. Помогайло А.Д., Розенберг А.С., Уфлянд И.Е.. Наночастицы металлов в полимерах. М.: Химия. 2000.
3. Гервальд А.Ю., Грицкова И.А., Прокопов Н.И. //Успехи химии. 2010. Т. 79. №3. С.249-260.
4. Брусенцов Н.А., Байбуртский Ф.С., Тарасов В.В., Комиссарова Л.Х., Филиппов В.И. // ХФЖ. 2002. Т. 36. № 4. С. 32- 36.
5. Медведева С.А., Александрова Г.П., Грищенко Л.А., Тюкавкина Н.А. //Журнал общей химии. 2002. №9. С.1569-1573.
6. Феоктистова Л.П., Сапожников А.Н., Александрова Г.П., Медведева С.А., Грищенко Л.А. // Журнал прикладной химии. 2002. Т.75. Вып.12. С.1945-1954.
7. Trofimov V.A., Ovcharenko V.I., Ikorsky V.N., Aleksandrova G.P., Grischenko L.A., Klimenkov I.V., Sukhov B.G. // Geometry, information and theoretical crystallography of the Nanoworld. GITC. St-Petersburg. 2007. P.62-63.
8. Александрова Г.П., Грищенко Л.А., Сухов Б.Г., Вакульская Т.И., Богомяков А.С., Овчаренко В.И., Трофимов Б.А. //Высокоспиновые молекулы и молекулярные магнетики. Екатеринбург. 2008. С.73.

МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ НА ВЯЗКОЙ ОСНОВЕ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

Гладких Д.В., Радионов А.В., Куникин С.А.,
Диканский Ю.И.

ГОУ ВПО «Ставропольский государственный университет»
355009, г. Ставрополь, ул. Пушкина, 1. Факс: (8652) 354033;
E-mail: Dikansky@mail.ru

Воздействие электрического поля на магнитные жидкости может приводить к развитию в них процессов структурообразования и, как следствие, изменению их физических свойств. Действительно, в ряде работ [1–4] сообщается о возникновении периодических структурных решеток, в магнитных жидкостях, подверженных действию электрического и магнитного полей, и влиянии этого явления на физические (оптические, реологические) свойства. При этом исследования проведены в основном для МЖ на основе керосина. В магнитных жидкостях других типов изучение периодических структур и влияние их возникновения под действием постоянного электрического поля (а также дополнительного магнитного поля) на магнитные свойства до настоящего времени не проводилось. Вместе с тем, такие исследования являются актуальными для магнитных жидкостей, имеющих практическое значение, которые в процессе их работы в различного рода устройствах могут испытывать действие не только магнитных, но и электрических полей. В связи с этим было проведено экспериментальное исследование влияния электрического поля на магнитные свойства МЖ, синтезированной на полиэтилсилоксановой основе, используемой в технике в качестве магнитожидкостной уплотняющей среды.

В качестве объекта исследования была использована магнитная жидкость с магнетитовыми частицами на основе ПЭС-3. В качестве исследуемого магнитного параметра была выбрана магнитная восприимчивость, являющаяся наиболее чувствительной к изменению структуры среды. Магнитная восприимчивость измерялась мостовым методом на частоте 1 кГц. Для изучения влияния дополнительно приложенного внешнего магнитного поля измерительная ячейка с МЖ помещалась в кубическую пятисекционную катушку так, что магнитное поле могло быть направлено как параллельно, так и перпендикулярно электрическому.

Экспериментально полученная зависимость эффективной восприимчивости исследованной МЖ от напряженности электрического поля приведена на рис. 1а.

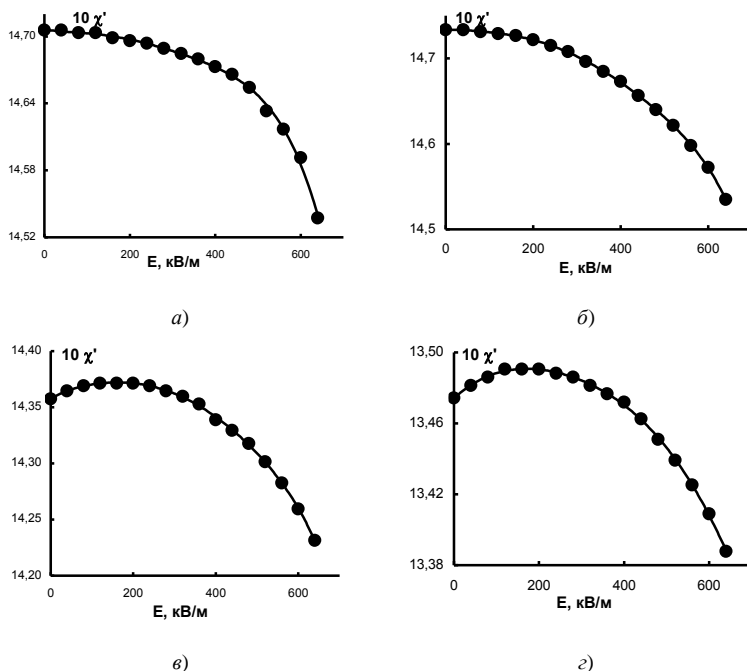


Рис. 1. Изменение зависимости магнитной восприимчивости от напряженности электрического поля при дополнительном воздействии магнитного поля:
 а) $H = 0$, б) $H = 160$ А/м, в) $H = 400$ А/м, г) $H = 800$ А/м

Как видно из графика магнитная восприимчивость магнитной жидкости при напряженности электрического поля E не превышающей ~ 200 кВ/м практически не зависит от величины поля. При дальнейшем увеличении электрического поля первоначально незначительное уменьшение восприимчивости (в интервале 200-400 кВ/м) переходит к ее существенному падению при достижении напряженности $E \sim 400$ кВ/м.

Во внешнем постоянном магнитном поле, которое направлено перпендикулярно электрическому и сонаправлено с переменным измерительным полем, характер зависимости $\chi'(E)$ существенно изменяется. Так, начиная с напряженностей внешнего магнитного поля $H = 400$ А/м, на этой зависимости появляется максимум, относительная величина которого увеличивается с увеличением напряженности магнитного поля (рис. 1 в, г).

По-видимому, подобные зависимости эффективной магнитной восприимчивости от напряженности приложенного электрического поля

связаны с процессами структурообразования в исследуемой среде. Как уже было указано выше, ранее было обнаружено, что действие постоянного электрического поля, направленного перпендикулярно плоскости слоя первоначально однородной МЖ на основе керосина, приводит при некотором пороговом значении напряжения на электродах к возникновению структурной решетки [5]. При этом первоначально в приэлектродной области происходит образование микрокапельных агрегатов, которые при дальнейшем увеличении напряженности электрического поля трансформируются в лабиринтную решетку. Проведенные, наблюдения в оптический микроскоп показали, что и в исследованном образце магнитной жидкости на основе полиэтилсилоксана при напряженности электрического поля ≈ 200 кВ/м происходит образование лабиринтной структуры, причем оно носит пороговый характер (рис. 2).

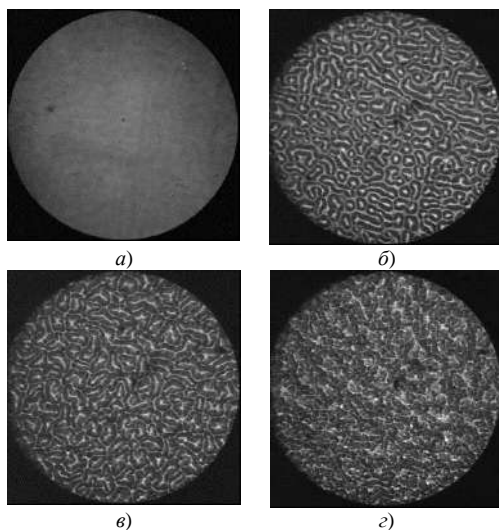


Рис. 2. Структура, формирующаяся в тонком слое МЖ на основе ПЭС-3 под действием постоянного электрического поля: а) $E = 150$ кВ/м, б) $E = 200$ кВ/м, в) $E = 250$ кВ/м, г) $E = 300$ кВ/м

По-видимому, вследствие возникновения подобной структуры и происходит уменьшение магнитной восприимчивости магнитной жидкости. Формирующаяся в приэлектродном слое лабиринтная решетка представляет собой область повышенной концентрации дисперсных частиц, которые поступают сюда из основного объема МЖ. Можно пред-

положить, что уменьшение магнитной восприимчивости происходит в результате уменьшения концентрации частиц магнетита в основном объеме и увеличения эффективного размагничивающего фактора N структуры приэлектродного слоя в направлении измерительного поля.

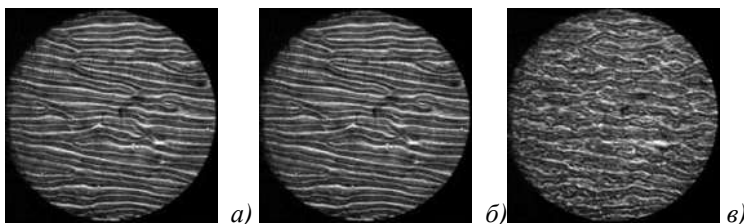


Рис. 3. Динамика перерастания полосчатой структурной решетки, возникающей в постоянном магнитном поле напряженностью $H = 800$ А/м, в лабиринтную при увеличении электрического поля, а) $E = 230$ кВ/м; б) $E = 315$ кВ/м; в) $E = 430$ кВ/м

Максимум в зависимости $\chi'(E)$, возникающий при дополнительном воздействии внешнего постоянного магнитного поля, по-видимому, обусловлен изменением формы структурных образований в результате дополнительного действия магнитного поля. Вероятно, его появление связано с первоначальным образованием в приэлектродной области микрокапельных агрегатов, которые под действием внешнего магнитного поля вытягиваются вдоль измерительного поля, в результате чего их размагничивающий фактор уменьшается. В итоге магнитная восприимчивость первоначально увеличивается. Действительно, как показали наблюдения в оптический микроскоп, при совместном действии магнитного и электрического поля при некоторой напряженности последнего в тонком слое исследованной МЖ вместо лабиринтной решетки возникают полосчатая структура (рис. 3а). При дальнейшем увеличении электрического поля вначале происходит утолщение полосчатых агрегатов и образование перемычек между ними (рис. 3б). Это приводит к увеличению размагничивающего фактора агрегатов N .

Затем – происходит искривление агрегатов и формирование лабиринтной структуры, что должно проявляться в еще большем увеличении N .

При достаточно больших (свыше 600 кВ/м) напряженностях электрического поля, когда развиваются электрогидродинамические течения, возникшая структура разрушается (рис. 3в). Результатом этих процессов и является уменьшение суммарной магнитной восприимчивости магнитной жидкости.

Теоретическое обоснование экспериментально полученных зависимостей $\chi'(E)$ можно провести, используя выражение для магнитной восприимчивости двухкомпонентной среды

$$\chi_{eff}(E) = \frac{\chi_1 \theta}{1 + N(E)\chi_1} + \chi_2(1 - \theta),$$

где χ_1 и χ_2 – восприимчивости приэлектродного (структурированного) слоя и основного объема МЖ, соответственно, $N(E)$ – размагничивающий фактор лабиринтной структуры, θ – объемная доля возникающей структуры. Как видно из последнего выражения при увеличении размагничивающего фактора приэлектродного слоя происходит уменьшение суммарной магнитной восприимчивости системы.

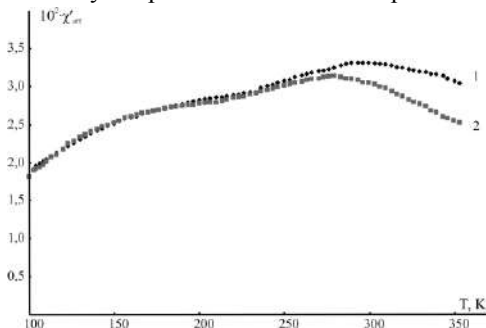


Рис. 4. Температурная зависимость магнитной восприимчивости магнитной жидкости на основе ПЭС-3 в отсутствии (1) и включении постоянного электрического поля напряженностью 200 кВ/м

Также экспериментально была исследована зависимость эффективной восприимчивости МЖ от температуры образца при отсутствии (кривая 1) и включении постоянного электрического поля напряженностью 200 кВ/м (кривая 2). Полученные результаты приведены на рис. 4. Как видно из графика включение электрического поля приводит к явному смещению температурного максимума магнитной восприимчивости в область более низких температур. По-видимому, подобное поведение температурной зависимости эффективной

магнитной восприимчивости от напряженности приложенного электрического поля связано с описанными выше процессами структурообразования в исследуемой среде.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Баряхтар Ф.Г., Горобец Ю.И., Косачевский Л.Я. и др. Гексагональная решетка цилиндрических магнитных доменов в тонких пленках феррожидкости // Магнитная гидродинамика. – 1981. – № 2. – С. 120 – 123.

2. Цеберс А.О. Пространственные структуры ферроколлоидов в плоских слоях // Магнитная гидродинамика. – 1988. – № 2. – С. 57 – 62.
3. Dikansky Yu.I., Nechaeva O.A. On the origin of structural grating in a magnetic fluid thin film under electric and magnetic field // Magnetohydrodynamics. – 2002. – Vol. 38. – № 3. – P. 287 – 297.
4. Аверьянов П.В., Кожевников В.М., Морозова Т.Ф. Структурообразование в слое магнитной жидкости под действием постоянного электрического поля // Сборник научных трудов. Серия «Естественнонаучная». – Ставрополь: Изд-во СевКавГТУ. – 2002. – С. 130 – 137.
5. Диканский Ю.И., Нечаева О.А. Структурные превращения в магнитной жидкости в электрическом и магнитном полях // Коллоидный журнал. – 2003. – Т. 65, № 3. – С. 1 – 5.

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

ВЛИЯНИЕ ЧАСТОТЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ РАЗЛИЧНЫХ СОСТАВОВ

Зубко В.И., Лесникович А.И., Зубко Д.В., Сицко Г.Н.

Белорусский государственный университет

220050, г. Минск, пр-т Независимости, 2.

E-mail: Zubko@bsu.by

Введение

Физико-химические процессы, протекающие в магнитных жидкостях (МЖ) сопровождаются различного рода электрическими явлениями, которые могут играть существенную роль при формировании в них того или иного структурного состояния. Одной из важных задач остается процесс переноса и перераспределения свободных и связанных зарядов в МЖ между дисперсной средой (ДС) и дисперсной фазой (ДФ). Электрические характеристики такие, как относительная диэлектрическая проницаемость (ϵ), удельное электрическое сопротивление (ρ) и тангенс угла диэлектрических потерь ($\operatorname{tg} \delta$) существенно зависят от изменения внутренней структуры (размера и концентрации частиц ДФ и др. факторов) магнитных жидкостей и могут быть использованы для оценки их качества и свойств. Поэтому изучение закономерностей изменения электрических свойств МЖ в зависимости от частоты электрического тока (ν) является актуальной задачей, как с научной, так и с практической точек зрения.

Методика исследования

Для проведения исследований разработана методика и создан автоматизированный комплекс импедансометрической спектроскопии, включающий в себя систему нагревания и охлаждения исследуемых образцов МЖ в интервале температур от минус 30 до плюс 90 °С, высокочувствительные первичные преобразователи (датчики) и вторичные импедансметры (индикаторы), в которых предусмотрен вывод текущих результатов измерений электрических параметров МЖ на монитора персонального компьютера. В основу разработанной методики положено раздельное измерение емкостной и активной составляющих импеданса электродной ячейки, заполненной МЖ. Влияние паразитных «параметров» (емкости и индуктивности подводящих проводов и электродной ячейки) исключали путем коррекции емкостной и активной составляющих импеданса. Диапазон частоты электрического тока составляет 10^2 - 10^6 Гц, изменение массовой доли частиц

ДФ в магнитной жидкости 6,5-30 %. Измерение электрических параметров исследуемых образцов МЖ проводили при термостатировании электродной ячейки. Точность определения электрических характеристик МЖ составляет $\pm 0,5$ %.

Экспериментальные результаты

В настоящей работе представлены результаты исследований электрических характеристик ε , ρ и $\operatorname{tg} \delta$ магнитных жидкостей, полученных на основе турбинного масла и декана с использованием олеиновой кислоты в качестве поверхностно-активного вещества (ПАВ) [1, 2].

Общей тенденцией является понижение абсолютных величин ε , ρ и $\operatorname{tg} \delta$ МЖ на основе турбинного масла и декана с повышением частоты электрического тока (рис.1, 2). Наблюдаемые частотные зависимости ε , ρ и $\operatorname{tg} \delta$ МЖ обусловлены характером прохождения электрического тока различной частоты через электродную ячейку с МЖ и связаны с накоплением объемного заряда на границе раздела фаз (электрод – МЖ, ДС – ФМЖ, ДС – защитный слой ПАВ, защитный слой ПАВ – частицы ДФ).

При низких частотах, когда время релаксации слишком мало по сравнению с периодом электрических колебаний, заряд успевает накапливаться на границе раздела фаз и величина диэлектрической проницаемости достигает относительно больших значений.

В этих условиях коллоидные частицы магнетита, покрытые мономолекулярным слоем олеиновой кислоты, обладают достаточно высоким электрическим сопротивлением.

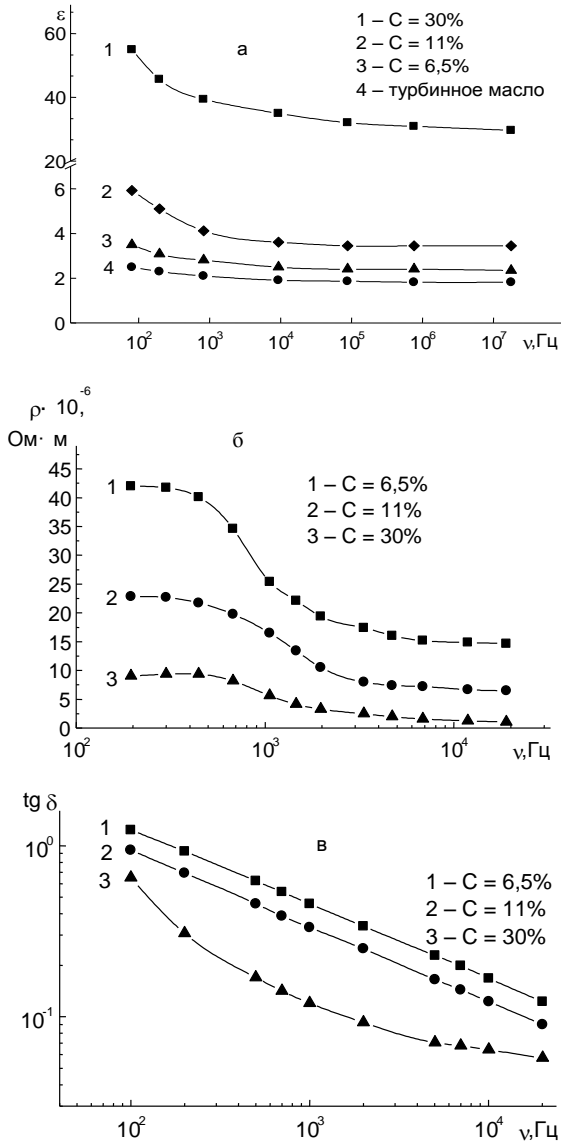


Рис.1. Частотная зависимость диэлектрической проницаемости (а), удельного электрического сопротивления (б), тангенса угла диэлектрических потерь (в) магнитной жидкости на основе турбинного масла ($T=293\text{ K}$)

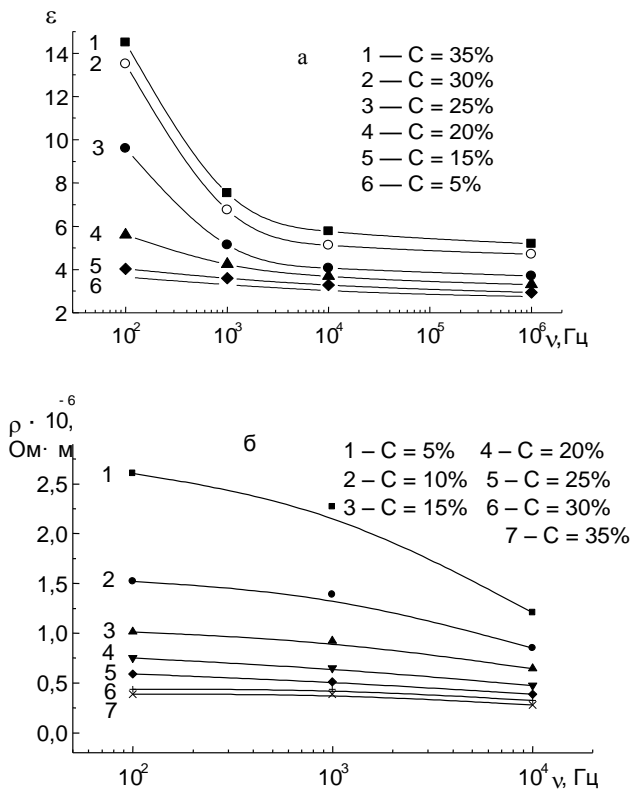


Рис. 2. Частотная зависимость диэлектрической проницаемости (а), удельного электрического сопротивления (б) магнитной жидкости на основе декана ($T=293\text{ K}$)

При низких частотах, когда время релаксации слишком мало по сравнению с периодом электрических колебаний, заряд успевает накапливаться на границе раздела фаз и величина диэлектрической проницаемости достигает относительно больших значений. В этих условиях коллоидные частицы магнетита, покрытые мономолекулярным слоем олеиновой кислоты, обладают достаточно высоким электрическим сопротивлением. С повышением частоты электрического поля время релаксации оказывается большим по сравнению с периодом электрических колебаний и электросопротивление защитного слоя ПАВ понижается, что создает реальные условия для прохожде-

ния переменного тока через частицы ДФ. Это приводит к увеличению поперечного сечения проводящего компонента и понижению величин электросопротивления МЖ.

Анализ частотных зависимостей для различных концентраций частиц ДФ позволил выявить особенности изменения электрических характеристик МЖ, которые заключаются в следующем. Повышение концентрации частиц ДФ в магнитной жидкости на основе турбинного масла и декана приводит к возрастанию величин ε и $\operatorname{tg} \delta$, тогда как величина ρ понижается. Видно, что при относительно низких концентрациях ДФ имеет место, наиболее выраженное изменение ρ , так как основной вклад в проводимость МЖ вносят свободные заряды (см. рис. 1.б и 2.б). В противоположность этому при относительно высоких концентрациях частиц ДФ наиболее выраженное изменение испытывает величина ε , что связано с преобладанием поляризационных явлений (см. рис. 1.а, 2.а). Зависимость тангенса угла диэлектрических потерь магнитной жидкости на основе декана в области концентраций частиц ДФ 5-35 % носит нелинейный характер и обнаруживает максимум (см. рис.3). При этом максимум величины диэлектрических потерь обнаруживается в концентрационной области частиц ДФ (15-20 %), тогда как в области высоких концентраций частиц ДФ приближается к постоянным значениям. При этом величина $\operatorname{tg} \delta$ магнитной жидкости на частоте 104 Гц имеет более сглаженный вид и практически не зависит от концентрации ДФ(см. рис.3).

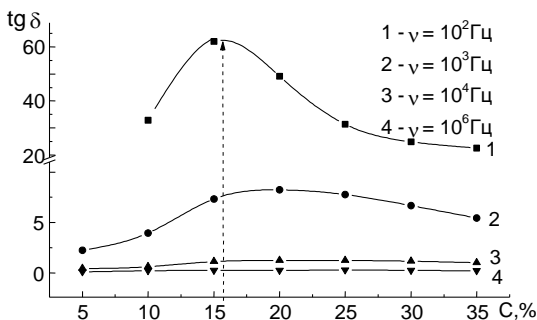


Рис. 3. Концентрационная зависимость тангенса угла диэлектрических потерь магнитной жидкости на основе декана ($T=293$ К)

Полученные результаты исследований магнитных жидкостей на основе турбинного масла и декана свидетельствуют о существовании критической концентрационной области (ДФ15-20 %), которая характеризуется выраженным изменением характера проводимости в магнитной жидкости. При этом выраженное изменение претерпевает также величина времени релаксации зарядов, экстремальное значение которой лежит в критической концентрационной области (см. рис. 1.а, 2.б). Независимо от соотношения того или иного процесса, протекающего в МЖ при наложении переменного тока различной частоты, общим физическим механизмом является накопление объемного заряда на границе раздела фаз. Следовательно, величину $\text{tg} \delta$ МЖ следует рассматривать как результирующий показатель изменения соотношения отдельных физических процессов, определяющих перераспределение свободных и связанных зарядов на границе раздела фаз в МЖ. Сопоставление относительного хода частотных зависимостей величин ε , ρ и $\text{tg} \delta$ МЖ является подтверждением полученных экспериментальных результатов исследований (см. рис. 2.а, 2.б, 3).

Выводы

Таким образом, в результате проведенных исследований, выявлены особенности поведения МЖ, определяющие их электрические свойства в диапазоне частот электрического поля 10^2 - 10^7 Гц при различных концентрациях частиц ДФ. Определена оптимальная область частот, в пределах которой электрические характеристики МЖ оказываются наиболее информативными при использовании их для оценки качества и свойств МЖ. Анализ закономерностей, определяющих электрические свойства МЖ, позволили выявить тенденции переноса электрического заряда в МЖ для различных концентраций частиц дисперсной фазы в зависимости от частоты электрического тока и определить требования, предъявляемые к экспериментальным условиям и параметрам МЖ, способствующим оптимальному проявлению рассматриваемых явлений.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Zubko V. I., Lesnikovich A.I., Zubko D.V., Vorobyova S.A., Sitsko G. N. The impedanse spectroscopy of magnetic fluids. //Magnetohydrodynamics, vol. 43, 2007.
2. Kholmetskii A.L., Vorobyova S.A., Lesnikovich A.I., Mushinskii V.V., Sobal N.S. Materials Letters, vol. 59, (issue 16), 1993, issue 16 (2005).

ДИНАМИКА МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В СООСНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ: ПОСТОЯННОМ И ПЕРЕМЕННОМ

Пирожков Б.И., Вольхин И.Л.

Пермский государственный университет, 614900, г. Пермь,
ул. Букирева, 15. (342)2396231, E-mail: pirozhkov@psu.ru



Борис Ильич Пирожков окончил Пермский государственный университет в 1952 году. В 1970 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук "Упругие и тепловые свойства аморфных углеводов". Имеет более 60 научных публикаций, два авторских свидетельства на изобретение. Более 20 лет исследует свойства жидких кристаллов и магнитных жидкостей. Доцент Пермского государственного университета.



Вольхин Игорь Львович окончил Пермский государственный университет в 1981 году. В 1996 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук "Исследование свойств галогенидосеребряных кристаллов с помощью моделирования на СВЧ". Имеет более 80 научных публикаций. Более 20 лет исследует рассеяние СВЧ излучения отдельными частицами и ансамблями рассеивающих частиц, свойства жидких кристаллов и магнитных жидкостей. Доцент Пермского государственного университета.

Введение

На предыдущем (13-м) Плесе была представлена наша работа по изучению поведения магнитной жидкости (МЖ) в параллельных (соосных) магнитных полях: постоянном и переменном [1]. Было обнаружено, что намагниченность МЖ имеет составляющие не только на частоте переменного поля, но и на ее гармониках. Настоящая работа является более подробным исследованием этого явления, свободным от наблюдавшихся в [1] помех, связанных с отсутствием экранировки катушки и использованием генератора постоянного напряжения для питания катушки соленоида.

Экспериментальная установка

Для создания магнитных полей использовался вертикально поставленный соленоид (рис. 1) намотанный медной проволокой диаметром 2 мм. Его обмотка была перерезана вблизи середины, и одна ее половина (внутренняя) AB подключалась к генератору тока MATRIX MPS-6003LK-1, а другая $ВГ$ – к генератору переменного напряжения ГЗ-109, частоту и величину напряжения которого можно было изменять. Таким образом, в свободном пространстве вдоль оси соленоида создавались два соосно направленных магнитных поля – постоянное H_0 и переменное $h = h_m \sin \omega t$. Высота соленоида была равна 63 см, а диаметр – 9 см. Внутри соленоида имелось свободное пространство диаметром 2,5 см, в котором подвешивалась стеклянная пробирка диаметром 1,7 см. На пробирке были намотаны две одинаковые измерительные катушки mn и pq , одна в нижней, другая – в верхней ее части. Высоты mn и pq составляли 2,6 см, Расстояние между катушками mq

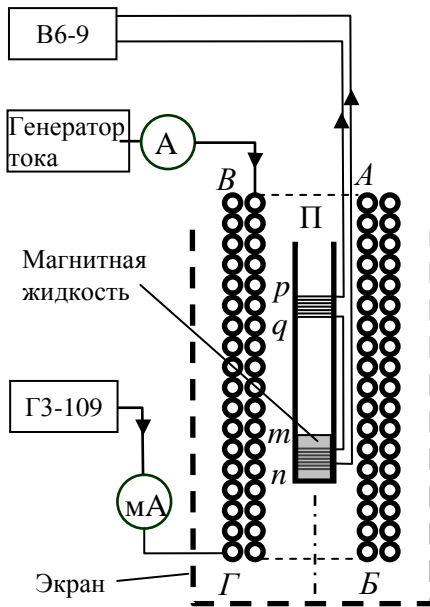


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

составляло 7,7 см. Измерительные катушки включались последовательно так, чтобы наводимые в них электродвижущие силы были одинаковыми по величине и противоположно направленными, вследствие чего суммарная ЭДС между точками pn равнялась нулю. После этого в пробирку заливалась магнитная жидкость на высоту нижней измерительной катушки. ЭДС в катушке mn увеличивалась, и между точками pn возникал разбаланс. Напряжение разбаланса U_p измерялось селективным микровольтметром В6-9. Частота переменного поля составляла 40 Гц. Чтобы избавиться от наводок напряжения сети соленоид располагался внутри металлического экрана. Измерения были проведены при комнатной температуре.

Результаты измерений

В первой части настоящей работы частота переменного поля h была постоянной и равнялась 40 Гц. Увеличением тока от источника MATRIX MPS-6003LK-1 увеличивалась напряженность постоянного магнитного поля H_0 от 0 до 18 кА/м. С помощью избирательного усилителя В6-9 проводились измерения величин ЭДС, возникающих между точками pn для ряда напряженностей переменного поля h_m . На рис.2 приведены значения ЭДС первой гармоники E_1 (40 Гц) для ука-

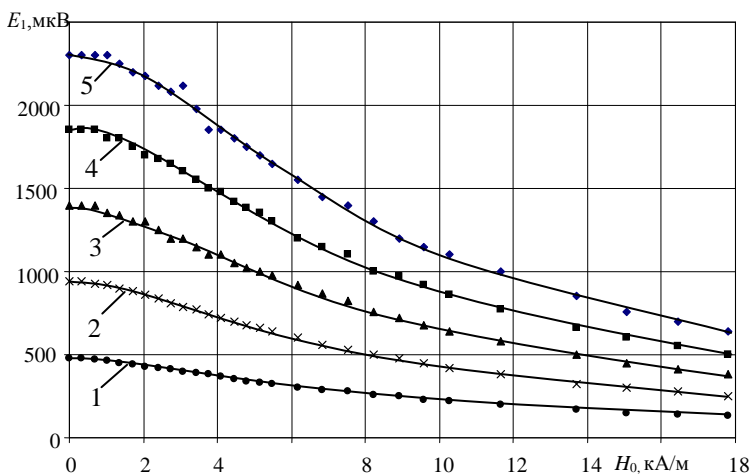


Рис. 2. Зависимость ЭДС первой гармоники E_1 от постоянного магнитного поля H_0 для напряженностей переменного поля h_m : 1 – 0.7 кА/м; 2 – 1.4 кА/м; 3 – 2.2 кА/м; 4 – 2.8 кА/м; 5 – 3.5 кА/м

занных величин h_m . На рис. 3 приведена зависимость ЭДС 2-й гармоники E_2 на частоте 80 Гц, на рис. 4 – ЭДС 3-й гармоники E_3 (частота 120 Гц), на рис. 5 – ЭДС 4-й гармоники E_4 (частота 160 Гц), на рис. 6 – ЭДС 5-й гармоники E_5 (частота 200 Гц). У всех четных гармоник при $H_0 = 0$ ЭДС близка к нулю. При увеличении постоянного магнитного поля для всех напряженностей переменного поля h_m ЭДС вначале увеличивается, проходит через максимум, а затем уменьшается. Положение максимума ЭДС для второй гармоники наблюдается при $H_0 \approx 3,6$ кА/м, а для четвертой гармоники – при $H_0 \approx 1,8$ кА/м. Все нечетные гармоники имеют максимум при $H_0 = 0$. При увеличении номера гармоники для четных и нечетных гармоник величина максимума ЭДС при одинаковых значениях h_m уменьшается.

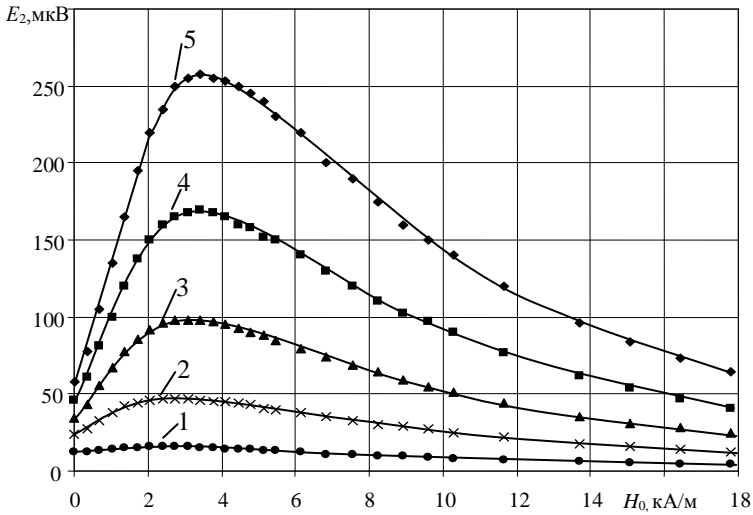


Рис. 3. Зависимость ЭДС второй гармоники E_2 от постоянного магнитного поля H_0 для напряженностей переменного поля h_m : 1 – 0.7 кА/м; 2 – 1.4 кА/м; 3 – 2.2 кА/м; 4 – 2.8 кА/м; 5 – 3.5 кА/м

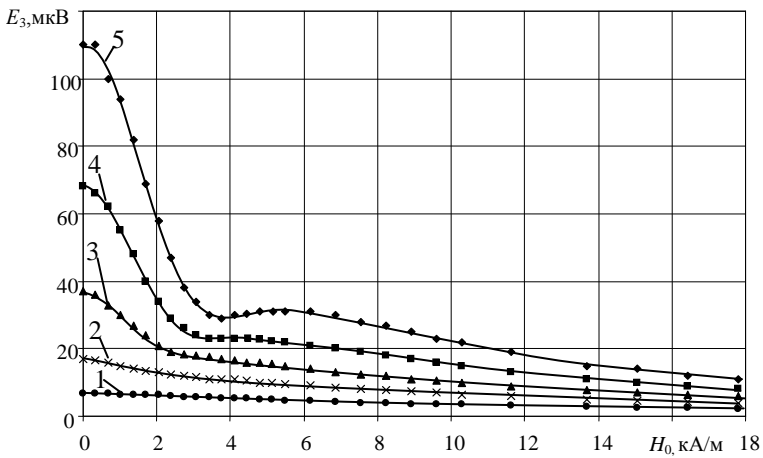


Рис. 4. Зависимость ЭДС третьей гармоники E_3 от постоянного магнитного поля H_0 для напряженностей переменного поля h_m : 1 – 0.7 кА/м; 2 – 1.4 кА/м; 3 – 2.2 кА/м; 4 – 2.8 кА/м; 5 – 3.5 кА/м

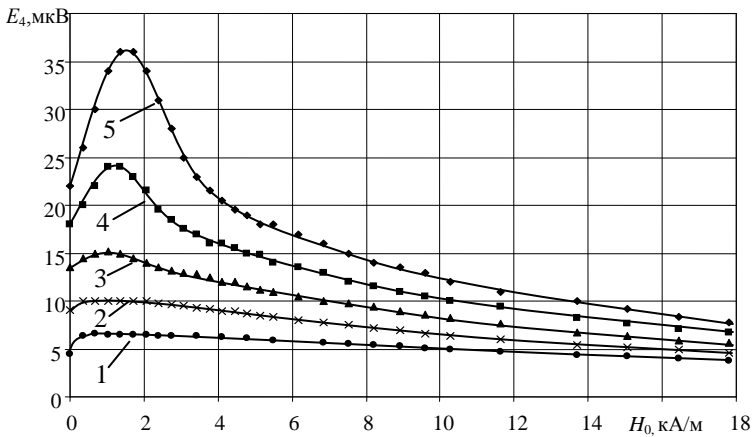


Рис. 5. Зависимость ЭДС четвертой гармоники E_4 от постоянного магнитного поля H_0 для напряженностей переменного поля h_m : 1 – 0.7 кА/м; 2 – 1.4 кА/м; 3 – 2.2 кА/м; 4 – 2.8 кА/м; 5 – 3.5 кА/м

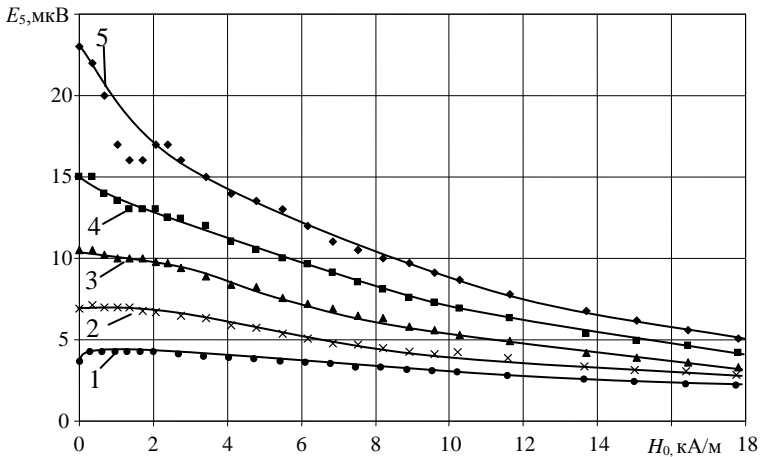


Рис. 6. Зависимость ЭДС пятой гармоники E_5 от постоянного магнитного поля H_0 для напряженностей переменного поля h_m : 1 – 0.7 кА/м; 2 – 1.4 кА/м; 3 – 2.2 кА/м; 4 – 2.8 кА/м; 5 – 3.5 кА/м

Во второй части работы была исследована зависимость U_p/U_{pq} от частоты f , где $U_p = U_{mn} - U_{pq}$ – сигнал разбаланса между точками pn при залитой магнитной жидкости в катушку mn , а U_{pq} – сигнал с пустой катушки pq (рис. 7). Эти измерения проводились при $H_0 = 0$ и $h_m = 13,6$ А/м. Из рисунка видно, что при увеличении частоты от 20 Гц до 10000 Гц отношение U_p/U_{pq} остается постоянным, затем наблюда-

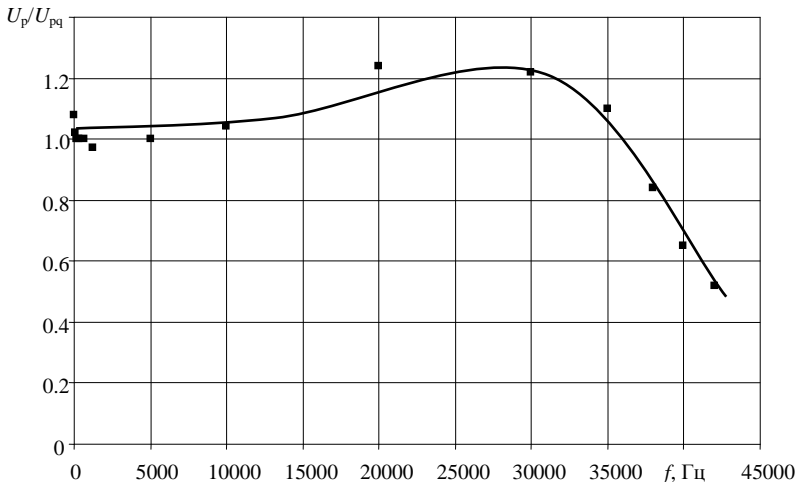


Рис. 7. Зависимость U_p/U_{pq} от частоты f

ется небольшой максимум в районе 30000 Гц и спад на 3 дБ на частоте около 38 кГц. Таким образом, на частотах до 10 кГц намагниченность жидкости можно считать квазистатической и использовать зависимости $E_i(H_0)$ для получения информации о дисперсном составе частиц. В частности, кривая $E_1(H_0)$ может быть использована для построения кривой намагничивания путем численного интегрирования, а данные по высшим гармоникам – для получения информации о ширине распределения частиц по размерам.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Пирожков Б.И. Нелинейные эффекты при изучении магнитной жидкости в соосных магнитных полях// Сборник научных трудов 13-ой межд. Плесской конф. по нанодиспес. магн. жидк. 2008. – с. 136-140.

О ВЛИЯНИИ АГРЕГАТОВ НА ДИНАМИКУ МАГНИТОФЕРЕЗА В КОНЦЕНТРИРОВАННЫХ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЯХ

Пшеничников А.Ф.

Институт механики сплошных сред УрО РАН
614013, г. Пермь, ул. Ак. Королева. Факс: (342) 2378487.
E-mail: pshenichnikov@icmm.ru



Пшеничников А.Ф. закончил физический факультет Пермского государственного университета в 1969 г. В 1992 г. защитил докторскую диссертацию, в 1998 г. – получил звание профессора. С 1993 г он заведует лабораторией динамики дисперсных систем ИМСС УрО РАН. Область научных интересов А.Ф. Пшеничникова охватывает синтез высококонцентрированных ферроколлоидов, гидродинамику магнитных жидкостей в переменных полях, разработку моделей, описывающих магнитные и реологические свойства ферроколлоидов с учетом межчастичных взаимодействий, изучение фазовых переходов. А.Ф. Пшеничниковым опубликовано более 200 научных работ и шесть авторских свидетельств на изобретения. В 2003г Президиум УрО РАН наградил его дипломом и премией им. Ак. Семихатова за цикл работ по гидродинамике магнитных жидкостей в переменном магнитном поле.

Целью работы является расчет концентрационных полей и намагниченности магнитной жидкости, находящейся в гравитационном или неоднородном магнитном поле. Основное внимание уделено влиянию агрегатов на магнитоферез частиц и расслоение концентрированно магнитной жидкости. Предложена эвристическая модель, описывающая диффузионные потоки индивидуальных и агрегированных частиц. Проводится сравнение с экспериментальными данными и результатами численного моделирования.

1. Введение

Для динамической задачи о магнитоферезе и диффузии коллоидных частиц в концентрированной магнитной жидкости существенное значение имеют три типа межчастичных взаимодействий: стерические, магнитодипольные и гидродинамические. В приближении сплошной среды точность решения уравнений может быть весьма высокой, но надежность результатов определяется в конечном итоге степенью адекватности выбранных физических моделей, описывающих взаимодействия. Внешнее магнитное поле делает систему анизотропной, так что подвижность частиц и коэффициент диффузии становятся

ся, вообще говоря, тензорными величинами. Эта анизотропия здесь не учитывается. Связанная с таким подходом погрешность имеет примерно такой же порядок, как и анизотропия подвижности частиц, вклад которой в коэффициент диффузии не превышает 10% даже в случае сильных полей [1]. В отсутствие конвективного движения в полости поток частиц формируется под действием трех конкурирующих механизмов: градиентной диффузии, магнитофореза и седиментации в поле тяжести. При отсутствии агрегатов в монодисперсной жидкости плотность потока частиц может быть описана приближенным уравнением [2].

$$\mathbf{J} = D_1 K(\varphi) \left\{ \varphi L(\xi_e) \nabla(\xi_e) + \varphi G \mathbf{e} - \left[1 + \frac{2\varphi(4-\varphi)}{(1-\varphi)^4} - \frac{24\lambda^2\varphi}{(3+4\lambda\varphi)^2} \right] \nabla\varphi \right\}, \quad (1)$$

$$\xi_e = \mu_0 m (H + M_L / 3) / kT, \quad (2)$$

где $M_L = mnL(\xi)$ – намагниченность раствора, вычисленная в ланжевенском приближении, $L(\xi) = \text{cth}\xi - 1/\xi$, $\xi = \mu_0 mH/kT$ – параметр Ланжевена, $D_1 = kT/3\pi\eta_0 d$ – эйнштейновский коэффициент диффузии, определенный через вязкость дисперсионной среды, d – полный диаметр коллоидной частицы, $K(\varphi)$ – относительная подвижность частиц, φ – их объемная доля, $G = \Delta\rho V_s g/(kT)$ – обратная высота барометрического распределения, \mathbf{e} – единичный вектор, направленный вдоль ускорения свободного падения. Под напряженностью поля H в (2) понимается напряженность поля внутри магнитной жидкости. Первое слагаемое в фигурных скобках описывает поток частиц, обусловленный магнитофорезом, второе – седиментацию в поле тяжести, а третье – поток, вызванный градиентной концентрационной диффузией. Стерические взаимодействия учитываются в рамках приближения Карнагана–Старлинга [3], а магнитодипольные – в рамках модифицированной модели эффективного поля, которая хорошо описывает равновесную намагниченность ферроколлоидов с начальной проницаемостью до десятка единиц СИ [4, 5]. В уравнении диффузии (1) эта модель распространена на пространственные перемещения частиц.

Последнее слагаемое в (1) отвечает за взаимное притяжение частиц, связанное с магнитодипольными взаимодействиями. Оно записано здесь в приближенной форме, полученной в [2] эвристическим способом. Главной особенностью этого уравнения является сильная нелинейность, обусловленная множителем Карнагана–Старлинга в правой части уравнения и зависимостью эффективного поля и по-

движности частиц от концентрации частиц. Более строгий подход к выводу этого слагаемого через разложение свободной энергии в ряд по концентрации частиц описан в [6]. Этот подход, однако, не допускает простую модификацию уравнения магнитодиффузии, позволяющую учесть влияние агрегатов. По этой причине ниже используется аппроксимация (1).

Двухфракционная модель

Рассмотрим в качестве основной двух фракционную модель магнитной жидкости, в которой первая фракция представлена одиночными частицами, а вторая – агрегатами, включающими в себя от нескольких частиц до нескольких десятков частиц. Полидисперсностью частиц внутри первой фракции и разбросом агрегатов по размерам пренебрегается. Ранее такая модель успешно использовалась для описания результатов диффузионных опытов с разбавленными растворами [6, 7]. Это предположение оправдано тем, что в линейном по концентрации частиц приближении приращение к эффективной вязкости раствора и относительной подвижности частиц определяется их суммарной объемной долей независимо от распределения частиц по размерам. Коэффициент диффузии достаточно слабо (обратно пропорционально) зависит от размера частиц, поэтому расчет по средним размерам частиц удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными. Менее очевидна возможность применения двухфракционной модели в задачах с магнитофорезом частиц, так как сила, действующая на коллоидную частицу со стороны градиентного магнитного поля, пропорциональна ее магнитному моменту m , т.е. кубу диаметра магнитного ядра [16]. Это сильная зависимость. Положение спасают два обстоятельства: Во-первых, самые крупные частицы, вносящие наибольший вклад в намагниченность жидкости, объединяются в агрегаты, влияние которых учитывается отдельно. Во-вторых, мелкие частицы вносят малый вклад в намагниченность системы и их присутствие в жидкости можно учесть приближенно. Оставшаяся часть частиц имеет относительно узкое распределение частиц по размерам и может быть заменена одной фракцией. Многократное отличие в размерах отдельных частиц и агрегатов уже не может быть проигнорировано. Применительно к рассматриваемой здесь задаче это означает, что потоки одиночных частиц и агрегатов должны описываться отдельными уравнениями.

При записи потока для индивидуальных частиц будем учитывать относительно малую скорость диффузии агрегатов и их большой (по сравнению с одиночными частицами) размер. Влияние агрегатов в

этом случае аналогично влиянию пористой среды. Поток индивидуальных частиц уменьшается в меру «непроницаемости» среды и может быть записан в виде:

$$\mathbf{J}_1 = D_1 K(\varphi_1) \left(1 - \frac{\varphi_2}{\gamma}\right) \left\{ \varphi_1 L(\xi_e) \nabla(\xi_e) + \varphi_1 \mathbf{Ge} - \left[1 + \frac{2\varphi_1(4 - \varphi_1)}{(1 - \varphi_1)^4} \right] \nabla\varphi_1 + \frac{24\lambda^2\varphi_1}{(3 + 4\lambda\varphi)^2} \nabla\varphi \right\}, \quad (3)$$

где φ_2 – объемная доля агрегированных частиц, γ – коэффициент упаковки частиц в агрегате. При записи последнего слагаемого в (3) принято во внимание, что соответствующий поток пропорционален концентрации индивидуальных частиц и градиенту магнитной восприимчивости, то есть градиенту полной концентрации $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2$. В свою очередь, агрегаты дрейфуют в коллоидном растворе одиночных частиц с малыми размерами, который можно рассматривать как сплошную среду с относительной вязкостью, зависящую от концентрации частиц φ_1 . В качестве аппроксимационной формулы для этой вязкости можно взять, например, аппроксимацию Чонга-Христиансена [8], применимость которой к магнитным жидкостям продемонстрирована в [9, 10]

$$\eta(\varphi_1) = [1 + 0.75\varphi_1 / (\gamma_m - \varphi_1)]^2, \quad (4)$$

где $\gamma_m = 0,605$ – коэффициент случайной плотной упаковки для сферических частиц. Для относительной подвижности частиц или агрегатов такой проверенной формулы нет. В дальнейшем, следуя [11], используется аппроксимация Рассела, согласно которой относительная подвижность равна

$$K(\varphi) = (1 - \varphi)^{6,5}. \quad (5)$$

Что касается коэффициента диффузии агрегатов, то в предположении о сферической форме агрегатов он будет равен

$$D_2 = D_1 \sqrt[3]{\frac{\gamma}{N} \frac{K(\varphi_2)}{\eta(\varphi_1)}}. \quad (5)$$

С учетом вышесказанного плотность потока агрегированных частиц можно записать в виде

$$\mathbf{J}_2 = D_0 \frac{K(\varphi_2)}{\eta(\varphi_1)} \sqrt[3]{\frac{\gamma}{N}} \left\{ N\varphi_2 L(\xi_e) \nabla(\xi_e) + N\varphi_2 \mathbf{Ge} - \left[1 + \frac{2\varphi_2(4-\varphi_2)}{(1-\varphi_2)^4} \right] \nabla\varphi_2 + \frac{24\gamma\lambda^2\varphi_2}{(3+4\lambda\varphi)^2} \nabla\varphi \right\}. \quad (6)$$

Динамика магнитофореза в отсутствии конвективного движения жидкости описывается уравнением диффузии стандартного типа

$$\frac{\partial \varphi_i}{\partial t} = -\operatorname{div}(\mathbf{J}_i) \quad (7)$$

с очевидным условием непроницаемости границ полости для коллоидных частиц

$$\mathbf{J}_{1n} = \mathbf{J}_{2n} = 0 \quad (8)$$

Система уравнений (7) с граничными условиями (8) решалась численно методом конечных объемов для тонкого слоя магнитной жидкости в градиентном магнитном поле и для цилиндрического объема жидкости в центрифуге. Анализировалась динамика расслоения раствора и степень расслоения в равновесном состоянии. Проведено сравнение с экспериментальными данными для полидисперсных жидкостей типа «магнетит + керосин + олеиновая кислота». Наблюдается качественное согласие расчетных концентрационных профилей с экспериментальными данными. Обсуждаются возможные причины количественного расхождения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 10-01-96038) в рамках программы ОЭММПУ РАН (проект 09-Т-1-1005).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Morozov K.I. // J. Magn. Magn. Mater., 1993. V. 122, N 1-3. P. 98.
2. Пшеничников А.Ф. // II Всероссийская научная конференция «Физико-химические и прикладные проблемы магнитных дисперсных наносистем». Сб. научных трудов. Ставрополь. С. 143 - 149.
3. Буевич Ю.А., Зубарев А.Ю., Иванов А.О. // Магнитная гидродинамика. 1989. №2. С. 39.
4. Pshenichnikov A.F., Mekhonoshin V.V., Lebedev A.V. // J. Magn. Magn. Mater. 1996. Vol.161. P. 94.
5. Ivanov A.O., Kantorovich S.S., Reznikov E.N. et. al. // Phys. Rev. E. 2007. Vol. 75, 061405.
6. Бузмаков В.М., Пшеничников А.Ф. // Магнитная гидродинамика. 1986, N 4. С. 23.
7. Buzmakov V.M., Pshenichnikov A.F. // J. Colloid Interface Sci. 1996, Vol.182. P.63.
8. Chong J.S., Christiansen E.B., Baer A.D. // J. Appl. Polym. Sci. 1971. Vol. 15. P. 2007.
9. Пшеничников А.Ф., Гилев В.Г. // Коллоидный журнал. 1997. Т. 59, № 3. С. 382.
10. Лебедев А.В. // Коллоидный журнал. 2009. Т. 71, №1. С. 78.
11. Иванов А.О. Фазовое расслоение магнитной жидкости // Дисс. ... докт. физ.-мат. наук. Екатеринбург. 1998.

ДИСПЕРСНЫЙ СОСТАВ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ, НАХОДЯЩЕЙСЯ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ СИЛЬНОГО ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ

Лахтина Е.В., Пшеничников А.Ф.

Институт механики сплошных сред УрО РАН,
614013, г.Пермь, ул. Королева, 1. тел. 8(342)2378325
laek@icmm.ru

Введение

Данная работа посвящена исследованию процессов, происходящих в магнитной жидкости под воздействием градиентных полей. Обычные маловязкие ферроколлоиды не отличаются хорошей стабильностью физических характеристик в градиентном магнитном поле. В настоящее время нестабильность показаний магнитожидкостных датчиков является основным препятствием их широкого использования в промышленных и лабораторных приборах. Магнитные жидкости, приспособленные к длительной работе в градиентных магнитных полях (например, в магнитожидкостных уплотнителях), известны, но из-за предельно высокой концентрации частиц они обладают ньютоновскими свойствами (включая предельное напряжение сдвига) и тиксотропией, что недопустимо при работе в измерительных устройствах. Исследование характеристик ферроколлоидов в зависимости от параметров центрифугирования поможет при создании магнитных жидкостей без предельного напряжения сдвига, имеющих достаточно высокую намагниченность насыщения и не расслаивающихся по концентрации под действием градиентных полей.

Центрифугирование обычно используется на этапе приготовления магнитных жидкостей для повышения их стабильности путем очистки от случайно образовавшихся крупных частиц и агрегатов [1]. Роль агрегатов в формировании пространственной неоднородности раствора остается неясной из-за отсутствия достоверной информации об их магнитной структуре. Агрегаты с большими собственными магнитными моментами должны приводить к многократному усилению дрейфа, а агрегаты с замкнутыми магнитными цепями – к уменьшению. В данной работе центрифугирование магнитных жидкостей проводилось для разделения их на фракции с узким распределением частиц по размерам и очистки от наиболее опасных агрегатов.

Мы экспериментально исследовали физические свойства разбавленных магнитных жидкостей с узким распределением частиц по размерам. Получены графики зависимости восприимчивости от параметров центрифугирования, глубины расположения слоя для магнитной жидкости, помещенной в длинный узкий цилиндр.

Детали эксперимента

Итак, необходимо исследовать процесс распределения частиц, происходящий в столбе магнитной жидкости при центрифугировании. Как метод такого исследования мы предлагаем измерение начальной восприимчивости коллоидов разной плотности на разной высоте узкого длинного цилиндра. В качестве контейнера использовалась стеклянная пробирка высотой 60 мм и внутренним диаметром 3 мм. Пробирка с образцом помещалась в лабораторную центрифугу Опн-12 на заданное время (от 30 минут до 45 часов). Частота вращения ротора равнялась 3000 об/мин, что для данной центрифуги соответствовало эффективному ускорению в 15g. После каждого этапа центрифугирования пробирка с образцом извлекалась для проведения измерений и затем возвращалась в центрифугу для продолжения процесса. Перемешиванием слоев жидкости внутри цилиндра при измерениях можно пренебречь, так как пробирка перемещалась плавно, без встряхиваний. Для локальных измерений восприимчивости был сконструирован мост взаимной индуктивности с узкими катушками индуктивности (меньше 2 мм) [2]. Разрешение по высоте, таким образом, определялось величиной катушки. Измерения действительной части динамической восприимчивости проводились на частоте подмагничивающего поля 40 кГц с точностью до 3%. Более подробно метод измерения описан в [2].

Мы исследовали магнетитовую жидкость на керосине, стабилизированную олеиновой кислотой. На настоящий момент были проведены опыты с двумя жидкостями. Плотность первой равнялась 1.12 г/см^3 , объемная доля твердой фазы – 0.078, начальная квазистатическая восприимчивость 1.43 ед.СИ. Вторая жидкость была получена из первой добавлением керосина. Ее параметры: плотность – 0.95 г/см^3 , объемная доля твердой фазы – 0.035, начальная квазистатическая восприимчивость – 0.8 ед.СИ.

Результаты и выводы

С помощью моста взаимной индуктивности были получены серии кривых, описывающих восприимчивость образцов в зависимости от расстояния между измерительной катушкой и дном пробирки для разного времени воздействия сильного гравитационного поля. В каче-

стве примера таких кривых приведен рис. 1. Необходимо заметить, что информация о самом нижнем слое, расположенном у дна пробирки, никак не отражена на рисунке. Этот пробел связан с конструктивными особенностями моста и его устранение представляет собой трудноразрешимую техническую задачу. Кроме того, сигнал от катушек взаимной индуктивности уменьшается к концам пробирки из-за размагничивающего фактора. Чтобы исключить ошибку интерпретации данных, возникающую вследствие концевых эффектов, мы измерили восприимчивость жидкости, которая не подвергалась центрифугированию. График изменения этой величины с высотой дал нам поправочный коэффициент, который затем использовался при построении рис.1. Этот рисунок иллюстрирует эволюцию распределения частиц в пробирке. Уже после первого этапа центрифугирования (0.5 часа) проявляются характерная ступенька для восприимчивости приповерхностных слоев жидкости и возрастание восприимчивости нижних, придонных слоев. Очевидно, это связано с перемещением частиц под действием эффективной силы тяжести. Скорость сдвига (v) и выполаживание характерной ступеньки на графике принципиально могут дать информацию о среднем размере самых крупных частиц в жидкости. Грубую оценку этого размера можно получить из условия нулевой плавучести для такой частицы:

$$F_{st} = F_a.$$

Здесь $F_{st} = 3\pi\eta d v$ – сила Стокса (η – вязкость магнитной жидкости, d – полный (гидродинамический) диаметр частицы и v – скорость, примерно равная скорости ее осаждения), $F_a = 1/6 \cdot \pi d_s^3 (\rho_m - \rho_f) \cdot g_{eff}$ – сила Архимеда (d_s – диаметр твердого ядра частицы, ρ_m и ρ_f – плотность материала частицы (магнетита) и несущей жидкости (керосина), g_{eff} – эффективное ускорение свободного падения). С другой стороны, при длительном воздействии сильного гравитационного поля устанавливается равновесное распределение частиц. Кривые, полученные в этом случае, также содержат данные о размере частиц.

Нами была предпринята попытка описать полученные данные в рамках диффузионной теории [3]. Согласно этой теории, плотность потока частиц J при седиментации в поле тяжести описывается уравнением

$$J = D_0 K(\varphi) n \frac{\Delta \rho V_s g}{kT}. \quad (1)$$

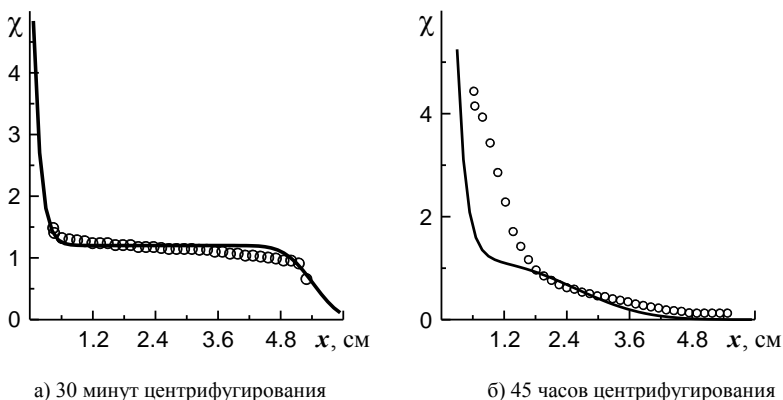


Рис.1. Зависимость восприимчивости магнитной жидкости от расстояния между измерительной катушкой и дном пробирки для разного времени воздействия сильного гравитационного поля.

Точки – эксперимент, кривые – результат расчета по формуле (2)

Здесь $D_0 = kT / 3\pi\eta_0 d$ – эйнштейновский коэффициент диффузии, определенный через вязкость дисперсионной среды η_0 , d – полный (гидродинамический) диаметр коллоидной частицы; $K(\varphi)$ – относительная подвижность частиц, n – их численная концентрация, $\Delta\rho$ – разница между плотностями твердого вещества частиц и дисперсионной среды, V_s – объем твердого ядра частицы, g – эффективное ускорение свободного падения.

В первом приближении кривые распределения были вычислены для моодисперсного случая и $K(\varphi)=1$. В этой ситуации динамическое уравнение для концентрации свободных частиц записывается следующим образом:

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} = -D_0 \operatorname{div} (\varphi G \vec{e} - \nabla\varphi). \quad (2)$$

Расчеты проводились методом конечных объемов. Для сравнения на рис. 1 представлены графики восприимчивости для коллоида на двух разных этапах опыта: а) после 30 минут и б) после 45 часов под действием сильного гравитационного поля. Точками на графиках показаны экспериментальные данные, кривые – результат расчетов. На основании рис. 1 можно сделать вывод о том, что моодисперсное приближение теории, предложенной в [3], только качественно описывает детали происходящего процесса. Даже при малых временах воздействия поля можно заметить расхождение между расчетными дан-

ными и данными, полученными в опытах. В целом теория предсказывает более резкие изменения концентрации частиц у дна пробирки и в верхних слоях жидкости, чем это показывает эксперимент. При длительном центрифугировании магнитной жидкости количественное расхождение между теоретическими и экспериментальными кривыми увеличивается. Частицы в опыте медленнее смещаются к дну пробирки. Попытки использовать безразмерное время счета как параметр не привели к улучшению согласия теории и эксперимента.

В качестве второго приближения мы планируем использовать модель, в которой учитывается присутствие в жидкости не только свободных частиц, но и агрегированных. Тогда можно записать систему уравнений для плотности потоков свободных (J_1) и агрегированных (J_2) частиц:

$$J_1 = D_0 K(\varphi_1) \left(1 - \frac{\varphi_2}{\gamma}\right) \left\{ \varphi_1 G \vec{e} - \left[1 + \frac{2\varphi_1(4 - \varphi_1)}{(1 - \varphi_1)^4}\right] \nabla \varphi_1 + \frac{24\lambda^2 \varphi_1}{(3 + 4\lambda\varphi)^2} \nabla \varphi \right\},$$

$$J_2 = D_0 K(\varphi_1) K(\varphi_2) \sqrt[3]{\frac{\gamma}{N}} \left\{ N \varphi_1 G \vec{e} - \left[1 + \frac{2\varphi_2(4 - \varphi_2)}{(1 - \varphi_2)^4}\right] \nabla \varphi_2 + \frac{24\lambda^2 \varphi_2}{(3 + 4\lambda\varphi)^2} \nabla \varphi \right\}$$

Здесь $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2$ - объемная доля частиц в коллоиде, N - число частиц в агрегате (используется как параметр задачи), γ - коэффициент упаковки частиц в агрегате, $\lambda = 8\chi_L \varphi$ - параметр агрегирования, χ_L - ланжевеновская восприимчивость жидкости. В этом приближении относительную подвижность частиц мы находим с помощью аппроксимации Расселя: $K(\varphi) = (1 - \varphi)^{6.5}$.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 10-01-96038-р_урал_a, 10-02-96022-р_урал_a) и Отделения ЭММПУ РАН (проект 09-Т-1-1005).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Розенцвейг Р. Феррогидродинамика. - Москва, Издательство «Мир». 1989
2. Лахтина Е.В., Пшеничников А.Ф. // Коллоид. журн. 2006. Т. 68, N 3. С. 327
3. Пшеничников А.Ф. // 13-я Международная Плесская конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям. Сборник научных трудов. С. 168

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ И РАСПАД ТОНКОГО СЛОЯ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В ПРОИЗВОЛЬНО ОРИЕНТИРОВАННОМ ОТНОСИТЕЛЬНО ПЛОСКОСТИ СЛОЯ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Диканский Ю.И., Закинян А.Р., Мкртчян Л.С.

Ставропольский государственный университет,
355009, г. Ставрополь, ул. Пушкина, 1.

E-mail: mkrt-levon@yandex.ru



Диканский Юрий Иванович, 1952 г. р., доктор физ.-мат. наук, профессор. В 1999 г. защитил докторскую диссертацию по теме: «Эффекты взаимодействия частиц и структурно-кинетические процессы в магнитных коллоидах». Имеет более 150 научных публикаций, в том числе около 50 в рецензируемых отечественных и зарубежных журналах, является автором 4 патентов на изобретение. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами Минобразования РФ, РФФИ и др.



Закинян Артур Робертович, 1985 г. р., кандидат физ.-мат. наук. В 2010 г. защитил кандидатскую диссертацию по теме: «Особенности процессов намагничивания и поляризации магниточувствительных эмульсий». Имеет около 50 научных публикаций, в том числе 11 в рецензируемых отечественных и зарубежных журналах, является автором 2 патентов на изобретение.



Мкртчян Левон Спартакович, 1987 г. р., аспирант 2 года обучения. В 2009 г. окончил физико-математический факультет СГУ. Имеет 14 научных публикаций.

Магнитная жидкость представляет собой ультрадисперсный коллоидный раствор ферро- или ферримагнитных наночастиц в немагнитной жидкой среде. Магнитная жидкость обладает рядом интересных свойств, обусловленных уникальным сочетанием ее текучести, и способности намагничиваться в магнитном поле. Одним из проявлений этих свойств является неустойчивость ее плоской свободной поверхности во внешнем однородном магнитном поле.

Исследованию неустойчивости тонких слоев магнитной жидкости посвящен ряд работ, как теоретических, так и экспериментальных.

Однако в большинстве случаев изучается неустойчивость в нормальном к слою магнитном поле. Исследование же неустойчивости в произвольно ориентированном относительно плоскости слоя магнитном поле проводилось весьма ограниченно. На настоящий момент известны всего две экспериментальные работы, посвященные данной тематике, в которых исследовалась неустойчивость полубесконечного слоя [1, 2]. В данной же работе впервые исследовано и показано влияние толщины слоя на характер развития неустойчивости в наклонном поле. В частности исследуется неустойчивость плоских горизонтальных слоев магнитной жидкости толщиной от 5 до 50 мкм во внешнем магнитном поле, направленном под углом к поверхности слоя.

Применявшаяся в опытах магнитная жидкость представляла собой дисперсию наночастиц магнетита в керосине со средним диаметром частиц 10 нм и олеиновой кислотой в качестве стабилизатора. Плотность магнитной жидкости равнялась $\rho = 1710 \text{ кг/м}^3$, а намагниченность насыщения составляла $M_s = 76 \text{ кА/м}$. Эксперименты проводились при средней температуре $20 \text{ }^\circ\text{C}$.

Методика эксперимента состояла в следующем: магнитное поле создавалось при помощи электромагнита, между полюсами которого, в области однородного поля, помещался слой магнитной жидкости. Для контроля толщины слоя известный объем жидкости V наносился на поверхность стеклянной пластинки, и равномерно распределялся по прямоугольной площадке $S = 5 \text{ см}^2$. Тогда толщина слоя находилась из выражения $h = V/S$.

В результате проделанных опытов было обнаружено, что при достижении величины напряженности внешнего магнитного поля некоторого критического значения, на поверхности слоя возникает структура из параллельных полос. При дальнейшем увеличении напряженности внешнего магнитного поля, полосы распадаются на отдельные конические пики, и полосовая структура слоя переходит в гексагональную систему пиков.

Были проведены измерения критической величины напряженности магнитного поля, при которой начинает развиваться неустойчивость в виде полос, а также критического значения напряженности, при котором полосовая структура переходит в гексагональную. Было обнаружено, что величина критического поля зависит от угла между направлением поля и нормалью к плоскости слоя, а также от толщины слоя. Так, на рисунке 1 приведена зависимость величины критической напряженности магнитного поля, при которой начинает развиваться

неустойчивость слоя магнитной жидкости, от угла между направлением поля и нормалью к плоскости слоя.

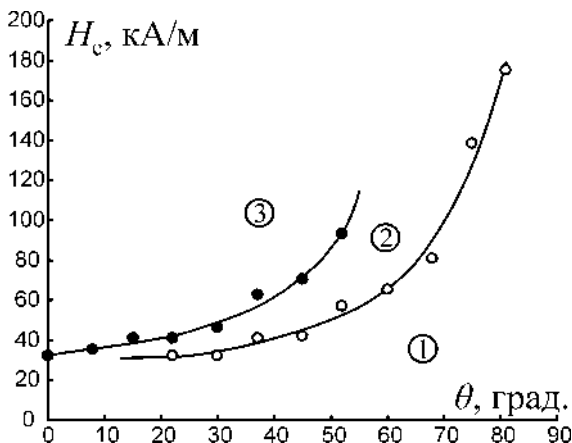


Рис. 1. Экспериментальная зависимость величины критической напряженности магнитного поля от угла между направлением поля и нормалью к плоскости слоя

В результате проделанных опытов было обнаружено, что при достижении величины напряженности внешнего магнитного поля некоторого критического значения, на поверхности слоя возникает структура из параллельных полос. При дальнейшем увеличении напряженности внешнего магнитного поля, полосы распадаются на отдельные конические пики, и полосовая структура слоя переходит в гексагональную систему пиков.

С помощью данной фазовой диаграммы (рис. 1) можно выделить области значений параметров, в которых наблюдаются различные режимы поведения рассматриваемой системы. Так, в частности, в области 1 имеет место невозмущенное состояние поверхности слоя – это область устойчивости, соответственно область 2 – это область полосовой неустойчивости, а 3 – область неустойчивости поверхности слоя в виде пиков.

На рис. 2 приведены экспериментальные зависимости критических полей неустойчивостей от толщины слоя магнитной жидкости и от угла между направлением магнитного поля и плоскостью слоя, представленные в виде поверхностей. Аналогично фазовой диаграмме представленной на рисунке 1, цифрой 1 отмечена область устойчивости, 2 – область полосовой неустойчивости, а 3 – область неустойчивости поверхности в виде пиков.

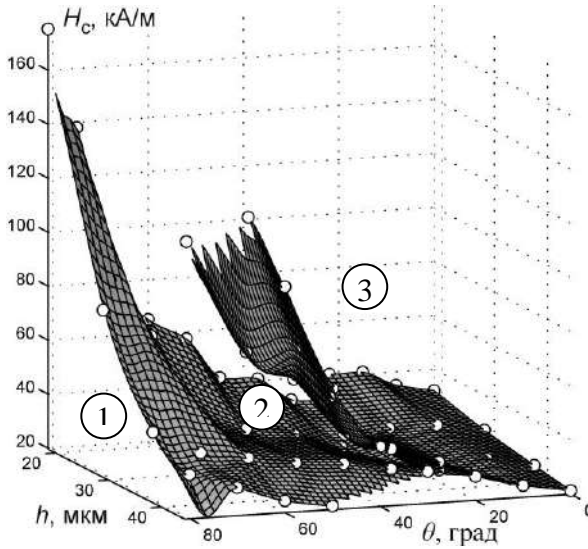


Рис. 2. Экспериментальная зависимость величины критической напряженности магнитного поля от толщины слоя магнитной жидкости и от угла между направлением

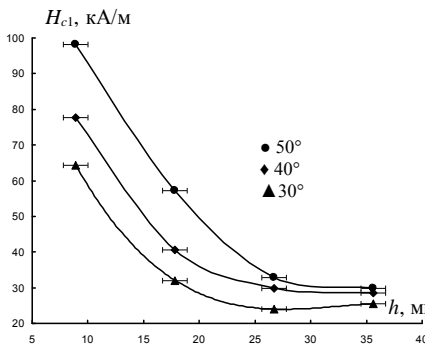


Рис. 3. Экспериментальные зависимости величины критического магнитного поля, при котором начинает развиваться полосовая неустойчивость, от толщины слоя магнитной жидкости

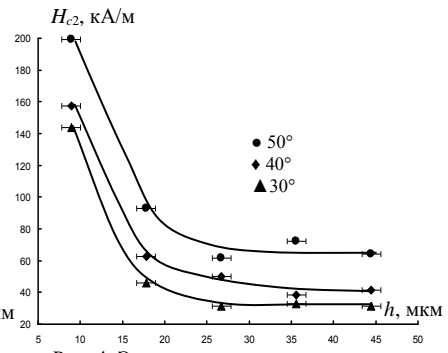


Рис. 4. Экспериментальные зависимости величины критического магнитного поля, при котором начинает развиваться неустойчивость поверхности слоя в виде пиков, от толщины слоя

поля и нормалью к плоскости слоя

Было обнаружено, что с увеличением толщины слоя критические значения поля при тех же значениях угла уменьшаются, т.е. неустойчивость толстого слоя наступает при меньших значениях напряженности магнитного поля. Так на рис. 3 приведены экспериментально полученные зависимости величины критической напряженности магнитного поля, при которой начинает развиваться полосовая неустойчивость, от толщины слоя при трех различных значениях угла между направлением поля и нормалью к плоскости слоя. Как видно из рисунка эти зависимости носят монотонно убывающий характер.

На рис. 4 представлены экспериментально полученные зависимости величины критической напряженности магнитного поля, при которой начинает развиваться неустойчивость в виде пиков, от толщины слоя при трех различных значениях угла между направлением поля и нормалью к плоскости слоя. Как видно из рисунка данные зависимости также носят монотонно убывающий характер.

Из рис. 3 и 4, также видно, что при больших значениях угла между направлением внешнего магнитного поля и нормалью к плоскости слоя, зависимости ложатся выше, чем при меньших его значениях.

Также изучалась структура слоя в закритической области значений магнитного поля. Было обнаружено, что при резком включении магнитного поля, величина которого превышает первое критическое значение для данного слоя, развитие неустойчивости практически сразу приводит к распаду слоя на множество равноотстоящих друг от друга параллельных полос (рис. 5). На полученных структурах наблюдалась также дифракция лазерного излучения от гелий-неонового лазера с длиной волны 632,5 нм, представленная на том же рисунке.

Полученные экспериментальные результаты были сопоставлены с теорией развитой в работе [2]. Дисперсионное уравнение для малых возмущений свободной поверхности магнитной жидкости во внешнем, произвольно ориентированном относительно плоскости слоя, магнитном поле имеет вид (случай полубесконечного слоя):

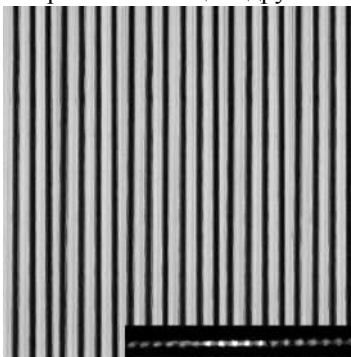


Рис. 5. Полосовая структура распавшегося слоя магнитной жидкости в магнитном поле, направленном под углом 45° к поверхности слоя и (снизу справа) дифракция света на ней

$$\omega^2(q_x = 0, q_y) = g |q_y| + \frac{\sigma}{\rho} |q_y|^3 - \frac{\mu_0}{\rho} q_y^2 M_z^2 \times$$

$$\times \frac{M^2 - M_z^2 \frac{\bar{\chi} - \chi'}{\bar{\chi} + 1}}{M^2 - M_z^2 \frac{\bar{\chi} - \chi'}{\bar{\chi} + 1} + \frac{M}{\bar{\chi} + 1} \sqrt{M^2 - M_z^2 \frac{\bar{\chi} - \chi'}{\bar{\chi} + 1}}}$$

где ω – частота возмущений, σ – межфазное натяжение, ρ – плотность магнитной жидкости, g – ускорение свободного падения, μ_0 – магнитная постоянная, $\vec{M} = M_z \vec{e}_z + M_x \vec{e}_x$ – намагниченность магнитной жидкости, $\bar{\chi}(H) = M(H)/H$ – хордовая магнитная восприимчивость, $\chi'(H) = \partial M(H)/\partial H$ – дифференциальная магнитная восприимчивость, q_x и q_y – компоненты волнового вектора в плоскости слоя.

На рис. 6 представлены экспериментальные (отмеченные точками) зависимости критического магнитного поля, при котором начинает развиваться полосовая неустойчивость, от угла между направлением поля и нормалью к плоскости слоя, сопоставленные с теоретической зависимостью (сплошная линия). Как видно из рисунка, с увеличением толщины слоя экспериментальные зависимости приближаются к теоретической, рассчитанной для полубесконечного слоя.

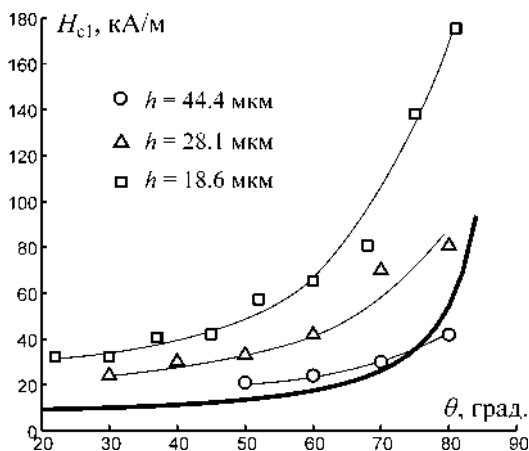


Рис. 6. Зависимости критического магнитного поля, при котором начинает развиваться полосовая неустойчивость, от угла между направлением поля и нормалью к плоскости слоя: сплошная линия – теория, точки – экспериментальные данные

Таким образом, в работе были исследованы закономерности возникновения неустойчивости тонкого слоя магнитной жидкости во внешнем произвольно ориентированном относительно плоскости слоя магнитном поле. Показано влияние толщины слоя, а также угла между направлением поля и нормалью к плоскости слоя на характер развития неустойчивости.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 10-02-90019-Бел_а).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Barkov Y.D., Bashtovoi V.G. // *Magnetohydrodynamics* – 1977. – Vol. 13, p. 497.
2. Richter R., Lange A. *Surface Instabilities of Ferrofluids* // *Lect. Notes Phys.* – 2009. – Vol. 763, p. 157–247.

СТРУКТУРНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ И АВТОКОЛЕБАНИЯ НАПРЯЖЕНИЯ В ТОНКОМ СЛОЕ МАГНИТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО КОЛЛОИДА

**Кожевников В.М., Чуенкова И.Ю., Данилов М.И.,
Ястребов С.С.**

Северо-Кавказский Государственный Технический Университет
355029, г. Ставрополь, проспект Кулакова 2, Факс: (8652)95-68-08;

Е-mail: kvm@stv.runnet.ru



Кожевников Владимир Михайлович – заведующий кафедры ТОЭ, д-р.техн.наук, профессор в СевКавГТУ. Автор более 150 научных работ. Область научных интересов – электрофизика магнитодиэлектрических коллоидов.



Чуенкова Ирина Юрьевна – канд. техн. наук, доцент кафедры ТОЭ. Имеет 60 научных публикаций. Область научных интересов – магнитные жидкости



Данилов Максим Иванович – кандидат физико-математических наук, ассистент кафедры ТОЭ. Автор 30 научных публикаций. Область научных интересов – магнитные жидкости.



Ястребов Сергей Сергеевич – кандидат физико-математических наук, ассистент кафедры ТОЭ. Автор 30 научных публикаций. Область научных интересов – магнитные жидкости.

В последнее время большое внимание уделяется изучению таких процессов в диссипативных нелинейных системах, как автоколебания. Наблюдение автоколебаний возможно в открытых системах, находящихся вдали от положения равновесия. Они возникают, когда изменение внешних параметров переводит систему в положение неустойчивого равновесия. Автоколебания в диссипативных нелинейных системах встречаются в самых разнообразных явлениях и позволяют предсказать поведение большого числа подобных систем. К автоколебательным устройствам относятся тепловые магниты, генераторы электромагнитных колебаний, слой жидкости при возникновении в нем в поле силы тяжести вращательного конвективного движения вещества – ячеек Бенара, рост кристаллов и внутрифазные перемещения в них и т.д. [1]. Следует отметить, что природа автоколебания универсальна во многих системах. Доступной средой для наблюдения автоколебаний является магнитодиэлектрический коллоид (МДК), представляющий собой коллоидный раствор наноразмерных частиц Fe_3O_4 в керосине, стабилизатор – олеиновая кислота.

Для экспериментального исследования процессов, происходящих в слое МДК, используется стеклянная ячейка с покрытием из $In_2O_5 \cdot SnO_2$. (рис.1). Ячейка является разборной; толщина слоя составляет 20 мкм и задается прокладкой с точностью ± 5 мкм. Концентрация твердой фазы МЖ составляет 4 об.%. Процессы образования динамических структур исследованы в условиях, когда плотность тока, протекающего через ячейку, остается постоянной, а напряжение на электродах ячейки может изменяться в широких пределах. Задание постоянного тока осуществляется от источника тока, который получается включением последовательно с источником напряжения резистора с сопротивлением $R_0 = 1,5 \dots 10$ МОм. Ток J может изменяться с шагом 6 мкА. Протекающий ток вызывает падение напряжения U на электродах ячейки, которое регистрируется и оцифровывается, затем преобразовывается с помощью быстрого Фурье преобразования. Оптические наблюдения проводятся как в проходящем, так и в отраженном от поверхности раздела «электрод – слой МДК» свете, так как автоволновые процессы наиболее выражены на указанной границе раздела [2, 3].

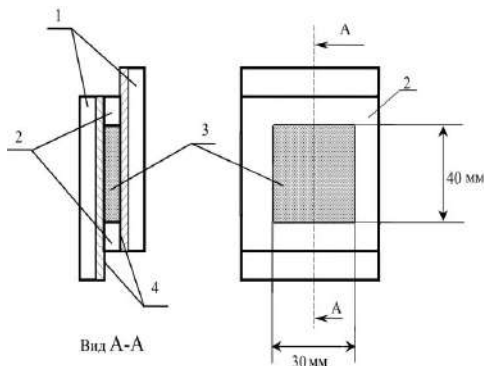


Рис. 1. Конструкция ячейки: 1 – стеклянные пластины, 2 – прокладка из фторопласта, 3 – слой МЖ, 4 – прозрачные электроды из $\text{In}_2\text{O}_5 \cdot \text{SnO}_2$

Наблюдения в проходящем свете показали, что в слое МДК при протекании постоянного тока от источника с $R_e = 1,5$ МОм формируются структурные образования. При плотности тока $j = 0 - 0,017 \text{ A/m}^2$ ($U_{II} \leq 6 \text{ В}$) слой остается макроскопически однородным, при $j = 0,017 - 0,021 \text{ A/m}^2$ ($U = 6 - 9 \text{ В}$) наблюдается ячеистая структура, при повышении j средний размер ячеек увеличивается от 25 до 80 мкм. Напряжение U в диапазоне $j = 0 - 0,021 \text{ A/m}^2$ постоянно ($U = 0 - 9 \text{ В}$). При плотности тока $j > 0,021 \text{ A/m}^2$ ($U > 9 \text{ В}$) на электродах ячейки возникают автоколебания постоянного напряжения (рис. 2, 3). Под постоянным напряжением в режиме автоколебаний понимается постоянная составляющая напряжения на ячейке. Увеличение плотности тока приводит к изменению формы автоколебаний (рисунок 3, б, в), их частоты и амплитуды. Автоколебания наблюдаются до $j = 0,1 \text{ A/m}^2$ ($U = 27 \text{ В}$), после чего они становятся неустойчивыми и исчезают. Возобновление автоколебаний происходит при уменьшении плотности тока до $j = 0,048 \text{ A/m}^2$ ($U = 14 \text{ В}$). Возникновение автоколебаний сопровождается изменением характера структурных образований: происходит переход от ячеистой структуры к лабиринтной (рис. 4, б), которая сохраняется до $j = 0,1 \text{ A/m}^2$ ($U = 27 \text{ В}$) (рис. 4, в, г), при этом размер лабиринтной структуры увеличивается от 500 до 2000 мкм. Переход от ячеистой структуры к лабиринтной является плавным, и в диапазоне $j = 0,013 - 0,015 \text{ A/m}^2$ ($U = 4 - 5 \text{ В}$) сосуществуют оба вида структур. При $j = 0,1 \text{ A/m}^2$ ($U \geq 27 \text{ В}$) одновременно с прекращением автоколебаний напряжения лабиринтная структура становится неустойчивой и переходит в «движущуюся» структуру. Под «движущейся» понимается

структура, перемещающаяся в горизонтальной плоскости, параллельной плоскости электродов.

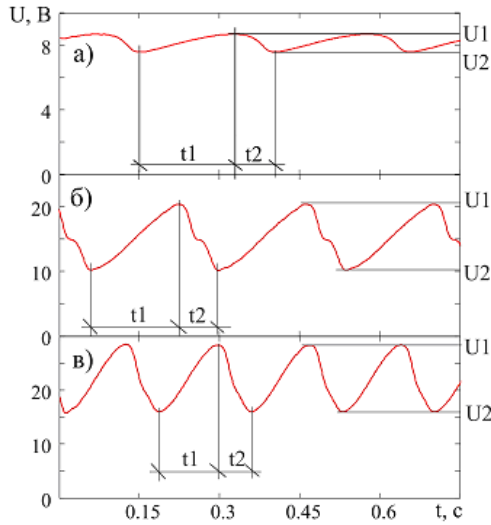


Рис. 2. Автоколебания напряжения на электродах ячейки при:
а) – $U_{\pi}=9$ В, б) – $U_{\pi}=15$ В, в) – $U_{\pi}=23$ В

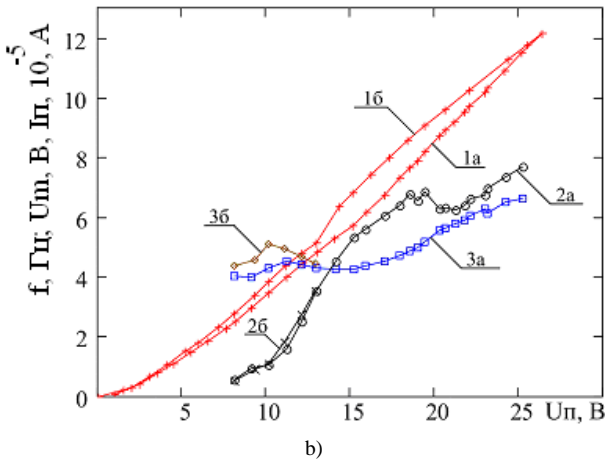


Рис. 3. Изменение в зависимости от постоянного напряжения: 1 – постоянного тока через ячейку; 2 – амплитуды автоколебаний; 3 – частоты автоколебаний. Кривые (а) относятся к повышению напряжения, (б) – понижению напряжения

Наблюдения показывают достаточно быстрое перемещение структур, что может быть обусловлено ЭГД-течениями, возникающими в слое МДК. Переход от лабиринтной структуры к «движущейся» носит пороговый характер. При уменьшении постоянного напряжения «движущаяся» структура сохраняется до $j = 0,048 \text{ А/м}^2$ ($U = 14 \text{ В}$), затем происходит возобновление автоколебаний напряжения и восстановление лабиринтной структуры. Если сопротивление резисторов составляет $R_g > 1,5 \text{ МОм}$, то зависимости формы и амплитуды автоколебаний от внешнего сопротивления не наблюдается, параметры автоколебаний определяются только свойствами слоя МДК. При использовании источника напряжения автоколебания в слое магнитной жидкости не наблюдаются. Наблюдения в отраженном свете показали, что при увеличении плотности тока в диапазоне $j = 0 - 0,021 \text{ А/м}^2$ ($U = 0 - 9 \text{ В}$) изменяется спектр отраженного поверхностью слоя МДК света. При возникновении автоколебаний спектр отраженного света периодически изменяется синхронно с изменением напряжения на электродах ячейки. В диапазоне $j = 0,021 - 0,1 \text{ А/м}^2$ ($U = 9 - 27 \text{ В}$) в отраженном свете наблюдается та же лабиринтная структура, что и в проходящем свете, в отличие от ячеистой при $j = 0,017 - 0,021 \text{ А/м}^2$ ($U = 6 - 9 \text{ В}$), которая в отраженном свете не наблюдается. При $j \geq 0,1 \text{ А/м}^2$ ($U \geq 27 \text{ В}$) одновременно с прекращением автоколебаний происходит возникновение спиральных волн (рис. 5) и прекращение периодического изменения спектра отраженного света. Спиральные волны сохраняются при уменьшении плотности тока до $j = 0,048 \text{ А/м}^2$ ($U = 14 \text{ В}$) и возобновления автоколебаний. Появление «движущейся» структуры приводит к образованию спиральных волн. При повышении напряжения уменьшается размер раскручивающихся спиралей, увеличивается количество центров спиральных волн. Исследование отражательной способности границы раздела «электрод – слой МДК» для монохроматического света с длиной волны 638 нм, при фокусировке луча падающего света до диаметра порядка 0,5 мм в режиме возникновения спиральных волн позволило определить изменение их частоты в зависимости от плотности тока. Так, при возникновении автоколебаний на электродах ячейки при $j = 0,041 \text{ А/м}^2$ ($U = 12 \text{ В}$) их частота составляет порядка 2 Гц, увеличение плотности тока до $j = 0,102 \text{ А/м}^2$ ($U = 30 \text{ В}$) приводит к увеличению их частоты до 6 Гц. Для более детального исследования отраженного света на поверхность слоя коллоида направляли луч монохроматического света и записывали оптический отклик от границы раздела «электрод – МДК» для определенной длины волны падающего излучения. При этом в режиме автоколебаний напряжения интенсивность отраженного света изменяется с той же частотой

той, что и напряжение на электродах ячейки (рис. 6), а форма оптического отклика отличается от формы напряжения на ячейке.

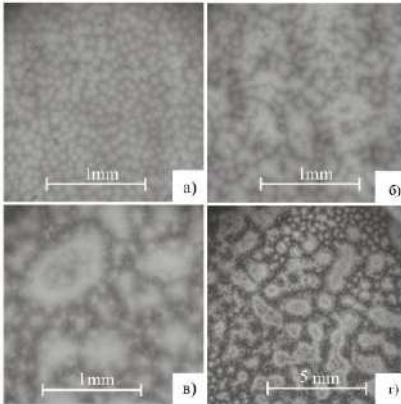


Рис. 4. Структурные образования в слое коллоида при воздействии заданного тока и постоянном напряжении на электродах ячейки U_{II} : а – $U_{II} = 9$ В, б – $U_{II} = 12$ В, в – $U_{II} = 17$ В, г – $U_{II} = 22$ В

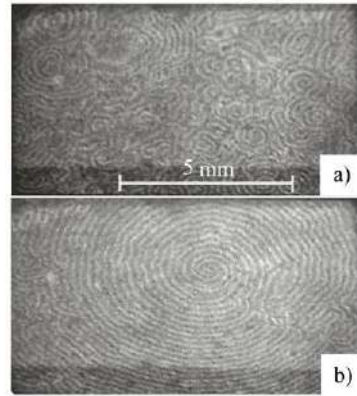


Рис. 5. Спиральные волны: а) – $U_{II} = 27$ В, б) – $U_{II} = 18$ В

Проведенные исследования показали, что при протекании через слой магнитной жидкости постоянного тока, задаваемого источником тока, в нем образуются динамические структуры, вид которых определяется плотностью тока. При плотности тока $0,021 \text{ A/m}^2 < j < 0,1 \text{ A/m}^2$ ($9 \text{ В} < U < 27 \text{ В}$) возникают автоколебания напряжения на электродах ячейки, амплитуда, частота и форма которых зависят от плотности постоянного тока [4].

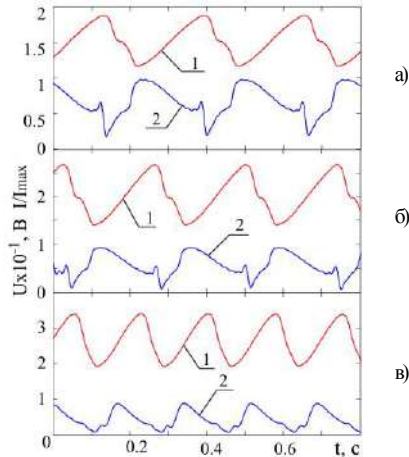


Рис. 6. Форма напряжения на ячейке при автоколебаниях (1) и изменение интенсивности света с длиной волны 638 нм (2), отраженного от поверхности слоя коллоида при постоянном напряжении на ячейке: а – $U_{\Pi} = 13$ В, б – $U_{\Pi} = 18$ В, в – $U_{\Pi} = 24$ В

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Bonilla L.L., Grahn H.T. Non-linear dynamics of semiconductor superlattices. Rep.Prog. Phys., 68 (2005), 577–683.
2. Чеканов В.В., Бондаренко Е.А. Автоволны в приэлектродной области ячейки с магнитной жидкостью в магнитном поле // Вестник Ставропольского государственного университета, 34 (2003), 31–34.
3. Чеканов В.В., Кандаурова Н.В., Бондаренко Е.А. Уравнение автоволнового процесса в приповерхностном слое магнитной жидкости на границе с электродом // Вестник Ставропольского государственного университета, 23 (2001), 28–39.
5. Кожевников В.М., Чуенкова И.Ю., Данилов М.И., Ястребов С.С. Автоколебания напряжения и динамика фазового разделения в тонком слое слабопроводящей феррожидкости при периодически возникающих электрогидродинамических течениях // Журнал технической физики. 2008. Т. 78. Вып. 2. С. 51–56.

ЭЛЕКТРООПТИКА ПРИЭЛЕКТРОДНЫХ СЛОЕВ МАГНИТНЫХ КОЛЛОИДОВ

Ерин К.В.

Ставропольский государственный университет
355009, г. Ставрополь, ул. Пушкина 1; E-mail: exiton@inbox.ru



Ерин Константин Валерьевич окончил Ставропольский государственный университет в 1998 году. В 1998-2001 гг. аспирант кафедры общей физики СГУ. В 2001 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, в 2005 г. присвоено ученое звание доцента. В настоящее время работает начальником научно-исследовательской части СГУ. Автор более 60 научных работ в области электро- и магнитооптики магнитных коллоидов.

Процессы зарядообразования, электропроводимости и электроконвекции в жидких диэлектриках представляют значительный теоретический и экспериментальный интерес [1]. Понимание этих процессов особенно важно для исследования магнитных коллоидных систем на основе жидких диэлектриков. При воздействии на такие системы электрического поля в них наблюдается ряд интересных и необычных эффектов [2-5]. Интерпретацию этих эффектов связывают с образованием в приэлектродной области объемного заряда, электризацией коллоидных частиц и фазовым расслоением коллоида. Исследования оптических свойств приэлектродных слоев магнитных коллоидов позволяют выяснить физические механизмы приэлектродных процессов, а также определить изменение параметров магнитных коллоидных частиц в электрическом поле.

Одним из наиболее выраженных эффектов оптической анизотропии в магнитных коллоидах является двойное лучепреломление (ДЛП), которое широко применялось для исследования электрофизических характеристик коллоидных частиц и распределения электрического поля в электрооптической ячейке [6,7]. В общем случае оптическая анизотропия коллоидного раствора зависит не только от величины поля, но и концентрации коллоидных частиц, а также состояния поляризации падающего света, поэтому для корректного описания результатов электрооптических экспериментов необходимо проводить исследования не только в конфигурации ДЛП, но и измерять изменение прозрачности раствора.

Для исследования электрооптических эффектов использовалась оптическая установка, изображенная на рис. 1. Источником света яв-

лялся He-Ne лазер, луч которого можно было направлять на различных расстояниях от поверхности электрода при помощи столика с микрометрической подачей. В конфигурации ДПП плоскости пропускания поляризатора и анализатора устанавливались в скрещенном положении. Для изучения изменения прозрачности при воздействии поля плоскости пропускания анализатора и поляризатора устанавливались параллельно. В этом случае интенсивность падающего света ослаблялась нейтральными светофильтрами из стекла марки НС-8 для обеспечения работы фотодетектора в линейной области. На электроды ячейки подавались импульсы высокого напряжения от формирователя импульсов, сконструированного на базе преобразователя напряжения ULTRAVOLT®. Регистрация оптического сигнала производилась при помощи фотоумножителя ФЭУ-27 и цифрового осциллографа AURIS B-423. Для уменьшения разброса экспериментальных данных, свойственного исследованиям приэлектродных процессов, производились многократные измерения с последующим усреднением результатов. Объектом исследований являлся коллоидный раствор магнетитовых частиц в керосине с объемной концентрацией твердой фазы $\sim 0.05\%$, стабилизатор – олеиновая кислота.

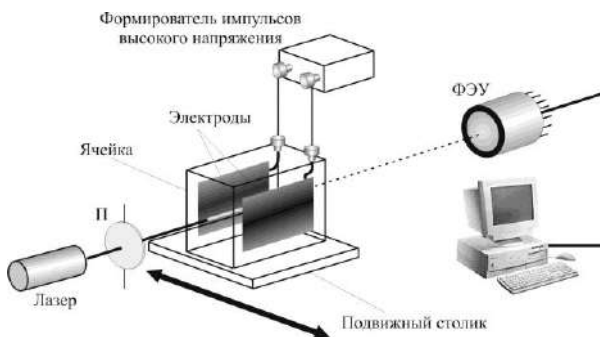


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Классический сигнал ДПП в импульсном электрическом поле состоит из трех монотонных областей: нарастания эффекта, стационарного значения и релаксации после выключения поля [8]. В приэлектродном слое эффект в импульсном поле имеет существенно другую форму. На рис. 2 и рис. 3 приведены сигналы ДПП и изменения прозрачности приэлектродного слоя магнитного коллоида при воздействии импульса электрического поля длительностью 5 секунд и напряженностью $E=0.5$ МВ/м. Формы электрооптических сигналов

отличаются резко немонотонным видом с чередованием максимумов и минимумов. В типичном электрооптическом сигнале можно выделить четыре характерные области (рис. 3): I – резкое уменьшение прозрачности системы после включения поля с последующим восстановлением в течение 0.01-0.3 с; II – резкое увеличение оптической анизотропии и прозрачности, наблюдаемое как вспышка в приэлектродном слое при наблюдении в скрещенных поляроидах; III – колебания ДЛП и прозрачности с зависящим от величины поля периодом; IV - релаксация эффектов после выключения поля.

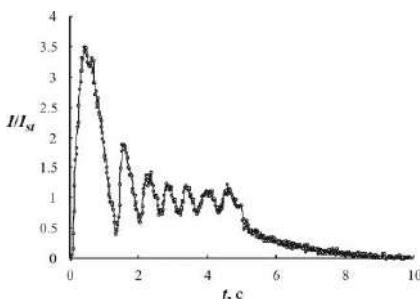


Рис. 2. Сигнал ДЛП в приэлектродном слое при воздействии импульса электрического поля

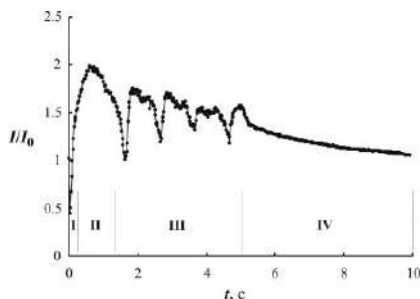


Рис. 3. Изменение прозрачности в приэлектродном слое при воздействии импульса электрического поля

Длительность эффекта в областях I и II существенно зависит от величины поля. Характерные периоды колебательных процессов в области III также зависят от напряженности внешнего поля и при этом периоды осцилляций изменения прозрачности и ДЛП не совпадают.

Время релаксации оптических эффектов при невысоких напряженностях электрического поля ($E < 1.5-2$ МВ/м) оказываются достаточно значительным (~1-2 сек.), что не может быть объяснено вращательной броуновской релаксацией частиц магнетита, даже с учетом возможности образования микрокапельных агрегатов под действием поля.

Рассмотрим физические механизмы оптических эффектов в приэлектродном слое в областях I-III.

Изменение оптической плотности раствора в приэлектродном слое сразу после включения электрического поля (область I) может быть объяснено локальным изменением концентрации коллоидных частиц магнетита в области прохождения лазерного луча.

$$\frac{I_E(t)}{I_0} = \exp \left[-2.3D_0 \left(\frac{n_E(t)}{n_0} - 1 \right) \right]. \quad (1)$$

где D_0 – оптическая плотность колоида в отсутствие поля.

Изменение локальной концентрации коллоидных частиц возможно при их движении под действием электрического поля от поверхности электрода. Причиной упорядоченного движения частиц, по видимому, является электризация частиц магнетита в приэлектродном слое, которая может происходить как из-за электрического контакта частиц с электродом, так и путем адсорбции ионов вблизи его поверхности [1].

В области II экспериментально наблюдается как увеличение прозрачности, так и эффекта двойного лучепреломления. Согласно известному соотношению для электрического двойного лучепреломления в дисперсных системах можно записать [8]:

$$\Delta n \sim C_V \Phi(p, \Delta\gamma, E, T),$$

где: C_V – объемная концентрация частиц, $\Phi(p, \Delta\gamma, E, T)$ – ориентационная функция, $\Delta\gamma$ – анизотропия электрической поляризуемости, P – постоянный дипольный момент.

Таким образом, в конфигурации ДЛП интенсивность света, прошедшего скрещенные поляроиды сложным образом зависит от концентрации коллоидных частиц в области лазерного луча:

$$\frac{I_E(t)}{I_{st}} \sim \left(\frac{n_E(t)}{n_{st}} \right)^2 \exp \left[-2.3 D_{st} \left(\frac{n_E(t)}{n_{st}} - 1 \right) \right] \left\{ \frac{\Phi(p, \Delta\gamma, E, T)}{\Phi(p, \Delta\gamma, E, T)_{st}} \right\}^2, \quad (2)$$

где $\Phi(p, \Delta\gamma, E, T)$ – ориентационная функция; n_{st} и I_{st} – концентрация частиц в области лазерного луча и интенсивность света, прошедшего скрещенные поляроиды в стационарном состоянии при длительном воздействии поля.

Значительное увеличение интенсивности прошедшего света в конфигурации со скрещенными поляроидами может быть объяснено не только изменением локальной концентрации частиц, но и увеличением напряженности поля в приэлектродной области вследствие образования области объемного заряда. Расчет по формуле (2) показывает, что коэффициент усиления поля в приэлектродной области составляет 1.3-1.5, что согласуется с данными [6]. Визуально оптический эффект в области II наблюдается как кратковременная яркая вспышка вдоль поверхности электрода, если последнюю наблюдать в скрещенных поляроидах.

Во временной области III при воздействии поля в течение более, чем 0.5-2 с. развиваются осцилляции оптических эффектов ДЛП и изменения прозрачности. Следует отметить, что периоды колебаний

прозрачности и ДЛП не совпадают, а именно колебания ДЛП происходят с меньшим периодом. Различие периодов колебаний позволяет утверждать, что на оптические эффекты в приэлектродном слое при воздействии импульсов поля такой длительности влияет не только автоколебательное движение коллоидных частиц в объемном заряде, но и колебания самой величины объемного заряда, что сказывается на изменении напряженности поля вблизи поверхности электрода.

Зависимость оптических эффектов в приэлектродной области как от величины поля, так и от времени воздействия позволяет построить своеобразную t - E -диаграмму (рис. 4), на которой также можно выделить характерные области I, II и III. Из диаграммы видно, что возникновение осцилляций оптических эффектов в приэлектродной области (область III) возможно при напряженности поля не менее 0.2 МВ/м, а временной интервал, в котором наблюдается резкое увеличение прозрачности приэлектродного слоя (область II) уменьшается с ростом поля. Изменение прозрачности после включения поля (область I) наблюдается при всех значениях поля, при которых регистрируются оптические эффекты ($E > 50$ кВ/м).

Интересным и требующим дополнительных исследований является эффект изменения краевого угла смачивания поверхности электрода при включении поля (рис. 5). После включения поля возникает в течение 0.2-0.5 с скачок уровня коллоида вблизи поверхности с резким уменьшением краевого угла. При этом средний уровень жидкости в ячейке несколько понижается. Такой эффект понижения уровня был обнаружен ранее [9]. Интерпретация эффекта может быть построена на основе развитой в последнее время теории эффекта электросмачивания (“electrowetting-effect”) [10].

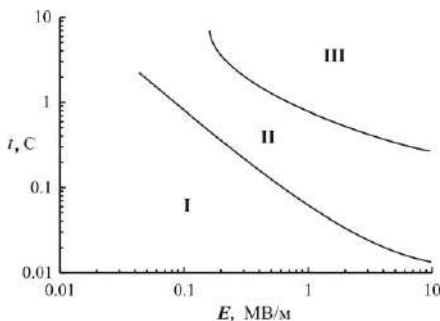


Рис. 4. Диаграмма характерных областей электрооптических эффектов в приэлектродном слое (t - E -диаграмма) в зависимости от величины поля и длительности его действия

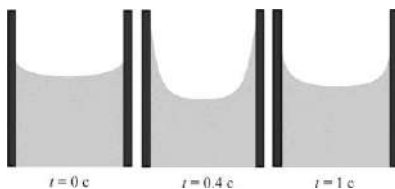


Рис. 5. Кинетика изменения краевого угла смачивания поверхности электрода и изменения уровня коллоида после включения электрического поля ($E = 1.3$ МВ/м)

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект №10-02-90019-Бел_а) и Министерства образования и науки РФ в рамках аналитической ведомственной научно-технической программы «Развитие научного потенциала высшей школы».

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Жакин А.И. // Успехи физ. наук. – 2006. – Т.176, №3. – С. 289.
2. Dikansky Yu.I., Nechaeva O.A. // Magnetohydrodynamics. – 2002. – V. 38, No.3. – P. 287.
3. Диканский Ю.И., Нечаева О.А., Закинян А.Р.// Колл. журн. – 2006. – Т. 68, № 2. – С. 161.
4. Чеканов В.В. // Тез. докл. V Всесоюзн. конф. по магнитным жидкостям. – М.:МГУ. – 1988. – С. 126.
5. Chekanov V.V., Pjuch P.M., Kandaurova N.V., Bondarenko E.A. // J. Magn. Magn. Matter. – 2005. – V. 289. – P. 155.
6. Падалка В.В., Ерин К.В. // Материалы Междунар. конф. «Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей». – С.-Петербург. – 2003.
7. Ерин К.В. // Журн. техн. физики. – 2008. – Т.78, вып. 4. – С. 133.
8. Электрооптика коллоидов / Под ред. С.С. Духина. – Киев: Наук. думка, 1977. – 200 с.
9. Падалка В.В., Ходус Н.И. // Журн. техн. физ. – 2006. – Т. 76, вып. 8. – С. 130.
10. Mugele F., Baret J.-C. // J. Phys.: Condens. Matter. – 2005. – Vol. 17. – R705.

ВЯЗКОУПРУГИЕ СВОЙСТВА ФЕРРОЖИДКОСТЕЙ

Зубарев А. Ю., Чириков Д. Н.

Уральский государственный университет имени А. М. Горького
620083, г. Екатеринбург, пр. Ленина, 51. Факс: 007 343 3507401;
E-mail: Andrey.Zubarev@usu.ru, cloud_85@mail.ru



Зубарев Андрей Юрьевич окончил физический факультет Уральского государственного университета имени А. М. Горького (УрГУ) в 1979 году. В 1986 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, а в 1993 - диссертацию доктора физико-математических наук по структурно-фазовым превращениям в коллоидных системах. В настоящее время является профессором кафедры математической физики, УрГУ им. А. М. Горького. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей и суспензий поощрялась грантами Президента РФ, РФФИ, Рособразования; грантами научных фондов Франции, Германии, Англии, Испании, научной программы НАТО. В качестве приглашенного профессора неоднократно работал в университете г. Ницца (Франция).



Чириков Дмитрий Николаевич окончил Озерский технологический институт (филиал) Московского инженерно-физического института в 2008 году. В настоящее время является аспирантом кафедры математической физики УрГУ им. А. М. Горького.

Классические теории реологических свойств феррожидкостей [1, 2] имеют дело с предельно разбавленными системами, в которых любыми взаимодействиями частиц можно пренебречь. В соответствии с этой теорией максимальный рост вязкости современных феррожидкостей под действием магнитного поля не может превышать нескольких процентов. Однако в серии экспериментов, выполненных в последние 10 лет с различными коммерческими феррожидкостями (см., например, [3, 4]), было обнаружено, что под действием вполне умеренных магнитных полей, порядка нескольких десятков кА/м, стационарная вязкость феррожидкостей увеличивается в десятки раз, почти на два десятичных порядка. Очень большая, на почти на три порядка величины, разница между предсказаниями классических теорий и результатами экспериментов свидетельствует о том, что в реальных феррожидкостях действует некоторый физический механизм, не учи-

тываемый в классических моделях, но играющий определяюще важную роль в формировании макроскопических свойств феррожидкостей. Анализ [3, 5] показал, что таким механизмом может быть формирование гетерогенных цепочечных или плотных капельных агрегатов, вытянутых вдоль внешнего поля.

Как с общенаучной, так и с практической точек зрения, большой интерес представляет исследование течений феррожидкостей в условиях, когда либо магнитное поле, либо градиент скорости течения меняются со временем. Эксперименты [6] показали, что типичные коммерческие феррожидкости обладают выраженными вязкоупругими свойствами, а время их реологической релаксации при изменении градиента скорости варьируется от десятых долей секунды до десятков секунд. Эти значения времени релаксации примерно на 4-5 порядков больше чем предсказание классических теорий [1, 2] идеальных феррожидкостей с невзаимодействующими частицами. Попытки объяснения вязкоупругих свойств феррожидкостей существованием в них цепочечных агрегатов и конечным временем изменения ориентации цепочек при изменении скорости течения феррожидкости, предпринимались в [7, 8]. Хотя время гидродинамической релаксации, оцениваемое по этой модели, существенно ближе к результатам экспериментов [6] чем время, предсказываемое классическими моделями [1, 2], все же оно на 1-2 десятичных порядка меньше времени, измеренного в экспериментах [6].

Можно ожидать, что за формирование вязкоупругих свойств феррожидкостей ответственна кинетика роста/разрушения цепочечных и других агрегатов – при изменении внешнего магнитного поля и/или градиента скорости течения изменение характерного размера цепочек происходит не мгновенно, а за конечное время. Это время вполне может определять время макроскопической гидродинамической релаксации феррожидкости.

С целью исследования этого механизма нами развита простейшая модель кинетики роста цепочечных агрегатов в феррожидкости, вовлеченной в течение простого сдвига и, на основе этой модели, изучена динамика изменения вязкости феррожидкости при изменении внешнего поля, а также скорости сдвигового течения среды.

При анализе кинетики роста (разрушения) цепочек и их влияния на макроскопические реологические свойства феррожидкости, мы использовали следующие приближения.

Во-первых, феррожидкость рассматривалась как монодисперсная суспензия идентичных однодоменных ферромагнитных сфер. Известно, что магнитовязкие эффекты в феррожидкостях обеспечивают

ся наиболее крупными частицами, концентрация которых в реальных феррожидкостях, как правило, мала – порядка одного – двух процентов. Поэтому в нашей модели мы рассматриваем достаточно крупные частицы, способные образовывать цепочечные структуры, предполагая, что их объемная концентрация в среде около полутора процентов. Во-вторых, как и в моделях [3, 7, 8] мы пренебрегаем флуктуационной гибкостью цепочек, рассматривая их как прямые стержнеобразные агрегаты. Магнитные моменты частиц в каждой цепочке предполагаются выстроенными вдоль ее оси.

В-третьих, мы изучали эволюцию размеров цепочек за счет присоединения к ним одиночных феррочастиц, совершающих диффузионное движение в неоднородном магнитном поле цепочек, а также испарения частиц с концов цепочек. В рамках этих приближений была сформулирована система кинетических уравнений Смолуховского для изменения со временем функции распределения по размерам цепочек. Используя решение этой системы в уравнениях статистической гидромеханики феррожидкостей с цепочками [3,7,8], мы рассчитали динамику изменения макроскопического напряжения в суспензии при ступенчатом изменении, как внешнего поля H , так и скорости сдвига $\dot{\gamma}$ течения.

На рис.1 приведены типичные результаты для динамики вязкости феррожидкости при ступенчатом изменении внешнего магнитного поля H , направленного вдоль градиента скорости течения.

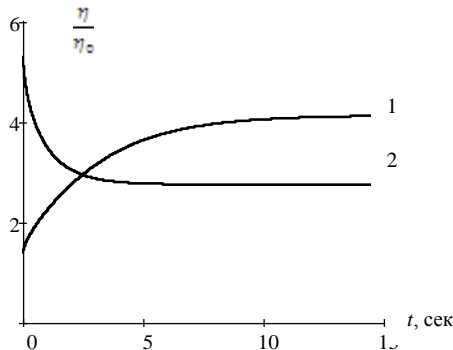


Рис. 1. Зависимость эффективной вязкости η магнитной жидкости от времени t ; $\eta_0 = 0,13$ Па·сек - вязкость несущей жидкости. Объемная доля частиц $\varphi = 0,015$, диаметр частицы $d = 16$ нм. Цифры у кривых: 1 – в начальный момент времени безразмерное магнитное поле $\kappa = \mu_0 m H / kT$ меняется от 0 до 3, безразмерная скорость сдвига $\dot{\gamma} / D = 7 \cdot 10^{-3}$; 2 – в начальный момент κ меняется от 3 до 1 при том же $\dot{\gamma} / D$. D -коэффициент вращательной диффузии одиночной феррочастицы

На рис. 2 показано изменение со временем эффективной вязкости суспензии при скачкообразном изменении градиента скорости течения $\dot{\gamma}$. Видно, что время релаксации вязкости по порядку величины составляет от нескольких секунд до десятков секунд.

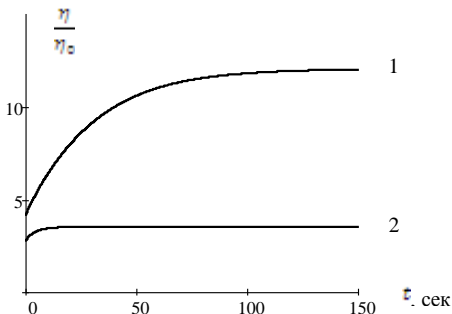


Рис. 2. То же, что на рис. 1, отношение $\dot{\gamma}$ меняется от $7 \cdot 10^{-3}$ до $7 \cdot 10^{-4}$. Цифры у кривых: 1 – при безразмерном магнитном поле $\kappa = 3$; 2 – при безразмерном магнитном поле $\kappa = 1$

На рис. 3 приведены результаты измерений [6] комплексной части эффективной вязкости феррожидкости с параметрами, соответствующими используемым в наших расчетах, проиллюстрированных на рис. 1 и 2.

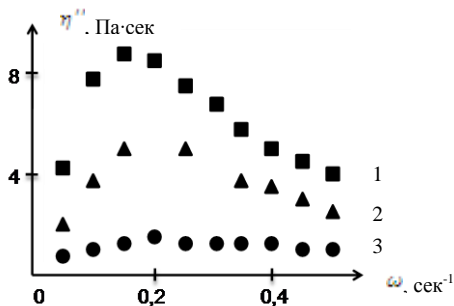


Рис. 3. Измерения [6] мнимой части эффективной вязкости η'' от частоты колебания ω сдвигового течения при различных величинах магнитного поля H . Цифры у кривых: 1 – $H = 14,1$ кА/м; 2 – $H = 9,3$ кА/м; 3 – $H = 4,8$ кА/м

Как известно, частота ω_{max} максимума кривой мнимой части эффективной вязкости связано со временем релаксации τ соотношением $\tau = 2\pi / \omega_{max}$. Комбинируя это соотношение с результатами, приведенными на рис. 3 получаем, что τ , в зависимости от приложенного поля, меняется в пределах 10–50 секунд, что вполне соответствует теоретическим результатам, представленным на рис. 2.

На рис. 4 приведены результаты наших расчетов времени τ , а также результаты измерений [6] этого времени.

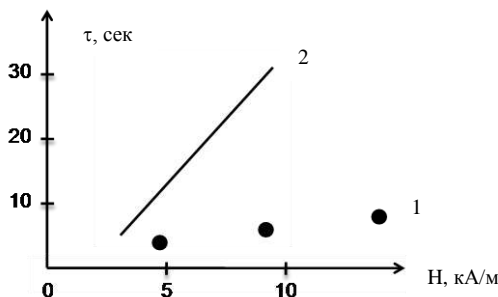


Рис. 4. Зависимость времени релаксации τ от приложенного магнитного поля H , когда отношение $\dot{\gamma} / D$ ступенчато меняется от $7 \cdot 10^{-3}$ до $7 \cdot 10^{-4}$.

Цифры у кривых: 1 – экспериментальные данные [6], 2 – теоретические результаты, полученные из нашей модели

Необходимо отметить некоторое противоречие экспериментальных результатов [6], показанных на рис. 3 и 4. В самом деле, если из рис. 3 следует, что при величине поля $H = 14.1$ кА/м время релаксации τ должно быть порядка 40–50 секунд, то на рис. 4 при этом поле измеренное время порядка 10 секунд. К сожалению, причина такого несоответствия в [6] не объясняется. Тем не менее, по порядку величины времени релаксации, определенные из экспериментов, приведенных на рис. 3 и 4, совпадают. Наши теоретические результаты, показанные на рис.4, близки к тем, что следуют из экспериментов [6] по частотной зависимости мнимой вязкости, приведенных на рис. 3, и по порядку величины совпадают с результатами экспериментов, приведенными на рис. 4. Напомним, что предыдущие модели приводили к расхождениям с измерениями [6] на несколько десятичных порядков.

Таким образом, нами предложена модель кинетики роста цепочечных агрегатов в феррожидкостях, а также влияния этого процесса на реологические их свойства. Несмотря на упрощения, лежащие в основе предложенной модели, она позволяет получить оценки величин вязкости и времени вязкоупругой релаксации феррожидкости, по

крайней мере, по порядку величины, совпадающие со значениями этих величин, измеренными в экспериментах. На основании выполненных расчетов можно сделать вывод о том, что именно темп эволюции микроскопических цепочечных структур играет определяюще важную роль в формировании макроскопических вязкоупругих свойств феррожидкостей.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта CRDF RG07-005-02, грантов Рособразования 2.1.1/2571 и 2.1.1/1535, Федеральных Целевых программ, гранты 02.740.11.0202 и NK-43P(4).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. W.F., Hall, S.N Busenberg. J. Chem. Phys. 51, 137 (1969)
2. М.И. Шлиомис. Усп. физ. наук. 112, 427 (1974)
1. З.А. Yu. Zubarev, J. Fleisher, S. Odenbach, Physica A, 358, 475 (2005)
3. P. Ilg, S. Odenbach, in. Lecture Notes in Physics, 763, Colloidal Magnetic Fluids. Springer, 2009. P249.
4. A. Yu. Zubarev, L. Yu. Iskakova, J. Physics Condense Matters, 18, S2771(2006)
5. Fleischer. Rheologische Eigenschaften magnetischer Flüssigkeiten unterschiedlicher chemischer Zusammensetzung. Berlin. Verlag. (2004).
6. A. Yu. Zubarev, L. Yu. Iskakova. Phys. Rev. E. (2000) Vol. 61, 5415
7. A. Yu. Zubarev., L. Yu. Iskakova. Magnetohydrodynamics, 40, 65 (2004)

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ: ИЗОТЕРМИЧЕСКАЯ СЖИМАЕМОСТЬ И ТЕПЛОЕМКОСТЬ

**Елфимова Е.А., Иванов А.О., Крутикова Е.В.,
Менделев В.С.**

Уральский государственный университет им. Горького
620000, г. Екатеринбург, ул. Ленина 51. Факс: 8-343-3507401.

E-mail: Ekaterina.Krutikova@usu.ru



Елфимова Екатерина Александровна окончила математико-механический факультет Уральского государственного университета А.М.Горького в 2000 году. В 2006 году защитила кандидатскую диссертацию на тему «Фрактальные агрегаты в коллоидных дисперсиях». В настоящее время является доцентом кафедры математической физики Уральского государственного университета им. А.М.Горького.



Иванов Алексей Олегович окончил Уральский государственный университет А.М.Горького в 1984 г. С 1986 г. он работает преподавателем и научным сотрудником в УрГУ. В 1998 г. им защищена диссертация на соискание учёной степени доктора физико-математических наук по теме «Фазовое расслоение магнитных жидкостей». В настоящее время он является проректором по научной работе УрГУ, заведующим кафедры математической физики УрГУ.



Крутикова Екатерина Владимировна защитила кандидатскую диссертацию в 2010 г. на тему «Термодинамические и структурные свойства ферроколлоидов», в настоящее время является ассистентом кафедры теоретической механики математико-механического факультета Уральского государственного университета им. А.М.Горького.

Данная работа посвящена теоретическому изучению термодинамических свойств концентрированных магнитных жидкостей - изотермической сжимаемости и теплоемкости при постоянном объеме в отсутствие внешнего магнитного поля.

Для построения модели феррожидкость рассматривается как система монодисперсных твердых сфер с диаметром d и магнитным моментом \vec{m} . Взаимодействия между i и j частицами моделируются следующими потенциалами:

- потенциалом взаимодействия твердых сфер:

$$U_{hs}(r_{ij}) = \begin{cases} \infty, r < d, \\ 0, r > d. \end{cases},$$

- потенциалом диполь-дипольного взаимодействия:

$$U_d(ij) = - \left[3 \frac{(\vec{m}_i \cdot \vec{r})(\vec{m}_j \cdot \vec{r})}{r^5} - \frac{(\vec{m}_i \cdot \vec{m}_j)}{r^3} \right],$$

где r - расстояние между центрами частиц i и j .

Изотермическая сжимаемость

Изотермическую сжимаемость $\chi(n, \lambda)$ магнитной жидкости можно вычислить двумя способами [1]:

1. через осмотическое давление:

$$\chi_1(n, \lambda) = \frac{1}{n} \left(\frac{\partial n}{\partial P} \right)_T, \quad (1)$$

где n - числовая концентрация феррочастиц; $\lambda = m^2 / d^3 k_B T$ - параметр диполь-дипольного взаимодействия; P - осмотическое давление, которое выражается следующей формулой:

$$\frac{P\nu}{k_B T} = \frac{\varphi(1 + \varphi + \varphi^2 - \varphi^3)}{(1 - \varphi)^3} + \sum_{k=2}^{\infty} \sum_{l=1}^{\infty} \varphi^k \lambda^l B_{kl}(r), \quad (2)$$

где $k_B T$ - тепловая энергия, ν - объем феррочастицы, $B_{kl}(r)$ - вириальные коэффициенты в разложении осмотического давления в ряд по объемной концентрации феррочастиц φ . Первое слагаемое в (2) - формула Карнагана-Старлинга, описывающая осмотическое давление системы твердых сфер. Второе слагаемое в (2), являющееся двойным рядом по степеням объемной концентрации феррочастиц φ и параметру диполь-дипольного взаимодействия λ , определяет вклад диполь-дипольного взаимодействия в осмотическое давление магнитной жидкости. Коэффициенты этого ряда известны до третьего порядка по концентрации [2].

2. через парную функцию распределения:

$$\chi_2(n, \lambda) k_B T = \frac{1}{n} + 4\pi \int (g(r) - 1) r^2 dr, \quad (3)$$

где $g(r)$ - парная функция распределения, которую можно представить в виде формального разложения в ряд по степеням объемной концентрации феррочастиц φ [1]:

$$g(r) = \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \varphi^k \lambda^l A_{kl}(r). \quad (4)$$

Вириальные коэффициенты A_{kl} описывают влияние k частиц на парные корреляции случайно выбранных первой и второй частиц. В случае $\lambda = 0$ сумма (4) определяет парную функцию распределения системы твердых сфер:

$$g_s(r) = \sum_{k=0}^{\infty} \varphi^k A_{k0}(r). \quad (5)$$

При вычислении изотермической сжимаемости для парной функции распределения твердых сфер (5) использовалось приближение Перкуса-Йевики. Коэффициенты, определяющие вклад диполь-дипольного взаимодействия в парные корреляции A_{02} , A_{04} , A_{12} , A_{13} , A_{14} и A_{22} аналитически определены в работах [3,4].

На рис. 1 изображена изотермическая сжимаемость, рассчитанная по формулам (1) и (3) для параметра диполь-дипольного взаимодействия $\lambda=0.5$. Отличие этих формул с ростом концентрации объясняется использованием разных приближений для описания взаимодействий твердых сфер - Карнагана-Старлинга в (1) и Перкуса-Йевики в (3).

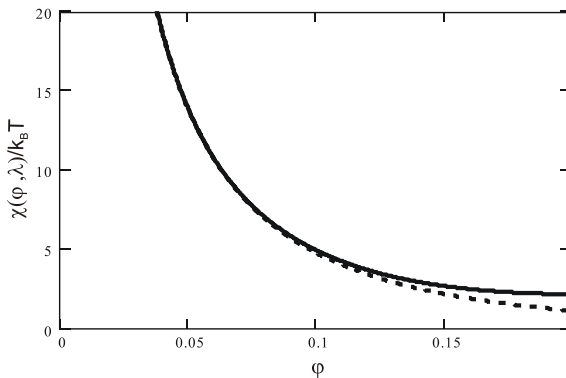


Рис. 1. Изотермическая сжимаемость, рассчитанная по формулам (1) и (3) для параметра диполь-дипольного взаимодействия $\lambda=0.5$.

Пунктирная линия соответствует формуле (1), сплошная – формуле (3)

На рис. 2 изображена изотермическая сжимаемость для значений параметра диполь-дипольного взаимодействия $\lambda=0.5$ (а) и $\lambda=1.5$ (б). В большом диапазоне концентраций теоретические данные (сплошная линия) хорошо согласуются с результатами компьютерного

эксперимента (точки на графиках), проведенного в Университете г. Эдинбург (Великобритания).

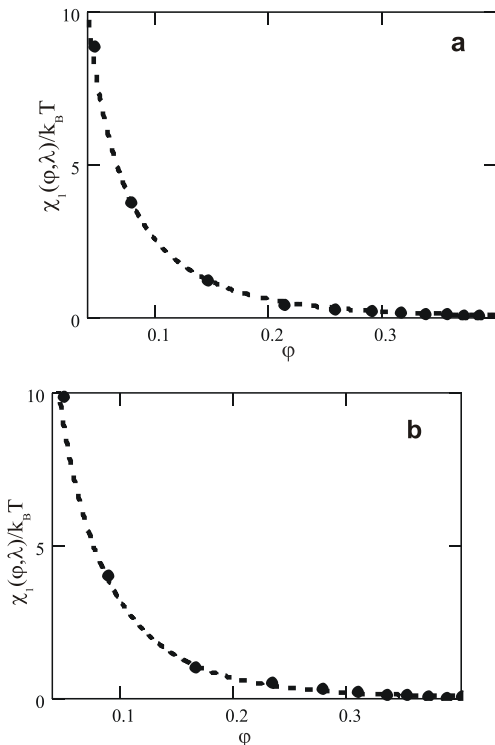


Рис. 2. Изотермическая сжимаемость в сравнении с данными компьютерного эксперимента с параметром диполь-дипольного взаимодействия $\lambda=0.5$ (а) и $\lambda=1.5$ (б)

Теплоемкость при постоянном объеме

Вклад диполь-дипольного взаимодействия в теплоемкость при постоянном объеме C_V может быть вычислен по формуле [5]:

$$C_V = \frac{\partial}{\partial T} \left(k_B T^2 \frac{\partial(-F/k_B T)}{\partial T} \right),$$

где F – вклад диполь-дипольного взаимодействия в свободную энергию дипольных твердых сфер [6].

На рисунке 3 представлен вклад диполь-дипольного взаимодействия в удельную теплоемкость при постоянном объеме в зависимости от объемной концентрации феррочастиц для различных значений параметра диполь-дипольного взаимодействия. При увеличении пара-

метра λ растет вклад диполь-дипольного взаимодействия в теплоемкость при постоянном объеме.

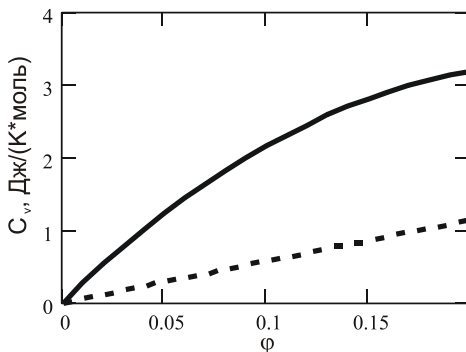


Рис. 3. Зависимость вклада диполь-дипольного взаимодействия в удельную теплоемкость при постоянном объеме от объемной концентрации феррочастиц. Параметр диполь-дипольного взаимодействия $\lambda=1$ (сплошная линия) и $\lambda=0.5$ (штрих-пунктир)

На рис. 4 показана зависимость вклада диполь-дипольного взаимодействия удельной теплоемкости от изменения температуры для различных значений объемной концентрации феррочастиц в системе. При объемной концентрации феррочастиц в системе равной 0.2 вклад диполь-дипольного взаимодействия в удельную теплоемкость оказывается больше, чем при значении концентрации 0.1.

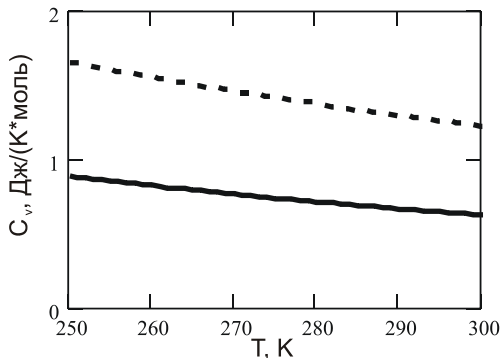


Рис. 4. Зависимость вклада диполь-дипольного взаимодействия в удельную теплоемкость при постоянном объеме от температуры. Параметр диполь-дипольного взаимодействия $\lambda=0.5$, объемная концентрация феррочастиц $\phi=0.1$ (сплошная линия) и $\phi=0.2$ (штрих-пунктир)

Таким образом, в работе построены зависимости изотермической сжимаемости и теплоемкости феррожидкости от объемной концентрации феррочастиц для различных значений интенсивности диполь-дипольного взаимодействия. Сравнение теоретических данных по изотермической сжимаемости с результатами компьютерного моделирования показало, что теория адекватно описывает свойства концентрированных феррожидкостей. Вклад диполь-дипольного взаимодействия в удельную теплоемкость магнитных жидкостей принимает небольшие значения в сравнении с удельной теплоемкостью несущей среды.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ № 08-02-00647, гранта АВЦП № 2.1.1/1535, ФАНИ г/к 02.740.11.0202 и гранта Президента МК-1673.2010.2.

Мы благодарим Филипа Кэмп (Университет г.Эдинбурга, Великобритания) за предоставленные данные компьютерного моделирования.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Р.Балеску Равновесная и неравновесная статистическая механика, т. 1.- М.: Мир, 1978. - 405 с.
2. C.G. Joslin The third dielectric and pressure virial coefficients of dipolar hard sphere fluids // *Molecular Phys.* -1981.- Vol.42-P. 1507-1518
3. Елфимова Е.А., Иванов А.О. Парные корреляции в магнитных нанодисперсных жидкостей // *ЖЭТФ.* -2010.-Т.137.
4. Cerda J., Elfimova E., Ballenegger V., Krutikova E., Ivanov A., Holm C. Behavior of bulky ferrofluids in the diluted low coupling regime: theory and simulation // *Physical Review E.* – 2010. – Vol.81. –P.011501-011501-11.
5. Дж.Гиршфельдер, Ч.Кертисс, Р.Берд Молекулярная теория газов и жидкостей – М.: Иностран.лит., 1961. – 930 с.
6. Елфимова Е.А., Иванов А.О., Кузнецов А.С. Свойства концентрированных феррожидкостей в отсутствие внешнего магнитного поля: градиентная диффузия, химический потенциал // *Сб. трудов 2-ой Всероссийской научной конференции «Физико-химические и прикладные проблемы магнитных дисперсных наносистем», СтавГУ, Ставрополь.- 2009.- С. 304-309.*

НАЧАЛЬНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ КОНЦЕНТРИРОВАННОЙ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

**Елфимова Е.А., Ефимова В.А., Иванов А.О.,
Турьшева Е.В.**

Уральский государственный университет им. Горького
620083, г. Екатеринбург, ул. Ленина 51. Факс: 8-343-3507401.

E-mail: Ekaterina.Elfimova@usu.ru



Елфимова Екатерина Александровна окончила математико-механический факультет Уральского государственного университета А.М.Горького в 2000 году. В 2006 году защитила кандидатскую диссертацию на тему «Фрактальные агрегаты в коллоидных дисперсиях». В настоящее время является доцентом кафедры математической физики Уральского государственного университета им. А.М.Горького.



Ефимова Валентина Александровна. Студентка 3 курса математико-механического факультета Уральского Государственного Университета им. Горького. Лаборант-исследователь лаборатории математического моделирования физико-химических процессов в многофазных средах.



Иванов Алексей Олегович окончил Уральский государственный университет А.М.Горького в 1984 г. С 1986 г. он работает преподавателем и научным сотрудником в УрГУ. В 1998 г. им защищена диссертация на соискание учёной степени доктора физико-математических наук по теме «Фазовое расслоение магнитных жидкостей». В настоящее время он является проректором по научной работе УрГУ, заведующим кафедры математической физики УрГУ.



Турьшева Екатерина Владимировна. Студентка 3 курса математико-механического факультета Уральского Государственного Университета им. Горького. Лаборант-исследователь лаборатории математического моделирования физико-химических процессов в многофазных средах.

Физические свойства низкоконцентрированных магнитных жидкостей хорошо описываются в рамках модели, в которой ферро-жидкость является идеальным парамагнитным газом частиц, взвешенных в жидкости носителе [1]. Однако увеличение концентрации маг-

нитной жидкости ведет к значительным отклонениям от свойств идеального парамагнитного газа. Так, в экспериментальных работах, например [2], было установлено, что начальная магнитная восприимчивость концентрированной феррожидкости значительно превышает значение Ланжевена $\chi_L = nm^2/3kT$, которое имеет линейную зависимость от численной концентрации феррочастиц n , прямо пропорционально квадрату магнитного момента частиц m^2 и обратно пропорционально тепловой энергии kT . Эти различия объясняются присутствием многочастичных корреляций, которые играют важную роль в концентрированных магнитных жидкостях. Учет многочастичных корреляций для описания свойств магнитной жидкости, был сделан в работе [3], в которой выражение для начальной магнитной восприимчивости определено с точностью до χ_L^3 :

$$\chi = \chi_L \left(1 + \frac{4\pi\chi_L}{3} + \frac{4\pi\chi_L}{75} \lambda^2 + \frac{(4\pi\chi_L)^2}{144} \right), \quad (1)$$

где $\lambda = m^2/d^3kT$ параметр диполь-дипольного взаимодействия, имеющий смысл отношения магнитной энергии двух контактирующих частиц к тепловой; d – диаметр частицы.

Полученный результат (1) позволил адекватно описать магнитные свойства концентрированных феррожидкостей с интенсивностью диполь-дипольного взаимодействия сравнимой с тепловой энергией.

Настоящая работа посвящена уточнению формулы начальной магнитной восприимчивости (1), а именно вычислению следующего коэффициента порядка $\chi_L^3\lambda$. Для этого магнитная жидкость моделируется монодисперсной системой дипольных твердых сфер. Взаимодействие между частицами i и j описывается суммой двух потенциалов $U_s(i, j) + U_d(i, j)$:

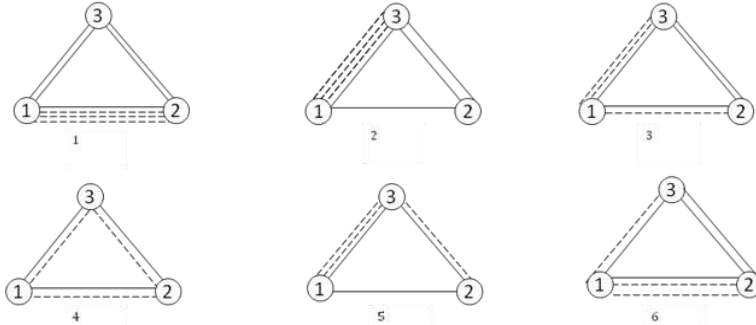
$$U_s(i, j) = \begin{cases} \infty, & 0 \leq r_{ij} \leq d \\ 0, & r_{ij} > d \end{cases},$$

$$U_d(i, j) = -\frac{\lambda kT d^3}{r_{ij}^3} [3(m_i r_{ij})(m_j r_{ij}) - (m_i m_j)],$$

где r_{ij} – расстояние между частицами i и j .

Используя метод диаграмм [4], подробно описанный в применении к дипольным твердым сферам в [5], рассмотрим все диаграммы, который внесут вклад в коэффициент порядка $\chi_L^3\lambda$ в начальной магнитной восприимчивости (рис. 1). Поскольку искомым коэффициент

имеет третий порядок по числовой концентрации n^3 , то все рассматриваемые диаграммы будут трехчастичными. Порядок по интенсивности диполь-дипольного взаимодействия в искомом коэффициенте тоже третий $(m^2 / d^3 kT)^3$, следовательно, каждая диаграмма содержит три пунктирных линии.



обозначения:

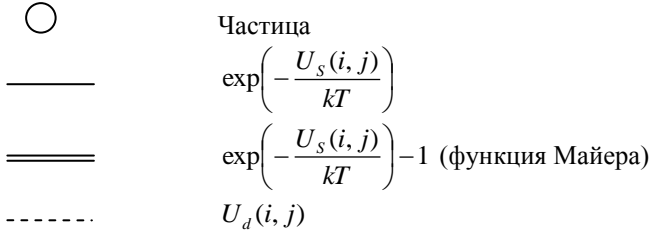


Рис. 1. Диаграммы, соответствующие коэффициенту порядка $\chi_L^3 \lambda$ в начальной магнитной восприимчивости

Диаграммы, симметричные относительно вертикальной оси, проходящей через верхнюю частицу, являются топологически инвариантными и вносят одинаковый вклад в искомый коэффициент. Поэтому, значения соответствующие диаграммам 2, 3, 5 и 6 необходимо будет удвоить.

Для вычисления значений каждой из диаграмм необходимо произвести усреднение функций, изображенных на диаграмме по ориентациям магнитных моментов частиц и по всем возможным расположениям частиц в объеме:

$$a \int F(12)F(23)F(31) \cos \omega_1 \cos \omega_2 dm_i dr_i, \quad i = 1, 2, 3$$

где функция $F(ij)$ определяется типом линий на диаграмме, соединяющей i и j частицы; ω_1, ω_2 - углы между направлением магнитного момента частиц 1, 2 и осью Oz (см. рис. 2); коэффициент a определяется типом диаграммы [5].

Результаты усреднения по ориентациям магнитных моментов представлены в Таблице 1 (колонка 3), где θ_2 и θ_3 углы между радиус векторами и положительным направлением оси Oz (см. рис. 2.). Из таблицы видно, что диаграммы, у которых в частицы с номерами 1 и 2 входит чётное число пунктирных линий, дают нулевой вклад в начальную магнитную восприимчивость.

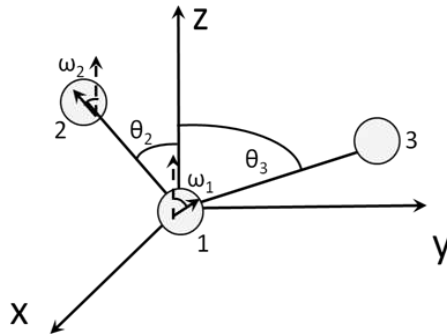


Рис. 2. Расположение частиц в системе координат $Oxyz$

Результаты усреднения по всевозможным расположениям частиц в объёме представлены в табл. 1 (колонка 4).

Таблица 1

Результаты усреднения межчастичных потенциалов

№ диаграммы	Количество диаграмм, топологически совпадающих с данной	Усреднение по ориентации магнитных моментов	Усреднение по расположениям частиц в объёме
1	2	3	4
1	1	$\left(\frac{12 \cos \theta_2}{25} - \frac{8}{75}\right) \frac{1}{r_{12}^9}$	$\frac{71\pi^2}{6750}$
2	2	0	0
3	2	$\frac{h}{r_{12}^3 r_{13}^6}$	$-\frac{2\pi^2}{1215}(-7 + 3\ln 2)$
4	1	0	0
5	2	0	0
6	2	0	0

$$h = \frac{1}{15} \cos \theta_2 (\cos \theta_2 + 2 \cos \theta_3 (\sin \theta_2 \sin \theta_3 \cos \varphi_3 + \cos \theta_2 \cos \theta_3)) + \\ + \frac{1}{9} (\cos \theta_2)^2 - \frac{8}{135} - \frac{2}{45} (\sin \theta_2 \sin \theta_3 \cos \varphi_3 + \cos \theta_2 \cos \theta_3)^2$$

Таким образом, полученное выражение для начальной магнитной восприимчивости имеет вид:

$$\chi = \chi_L \left(1 + \frac{4\pi\chi_L}{3} + \frac{4\pi\chi_L}{75} \chi^2 + \frac{(4\pi\chi_L)^2}{144} + \left(\frac{\ln 2}{120} - \frac{1187}{72000} \right) (4\pi\chi_L)^2 \lambda \right), (2)$$

На рис. 3 представлено сравнение теоретических результатов с данными компьютерного моделирования, проведенных в Университете г. Эдинбурга (Великобритания). В области объемной концентрации $\varphi \approx 0.2 - 0.3$ сплошная линия, соответствующая формуле (2), лучше описывает данные компьютерного моделирования (точки на графиках) в сравнении с пунктирной линией (формула (1)). Однако для более высоких концентраций наиболее точной остается формула (1). Этот результат не является неожиданным, поскольку в вириальном разложении присутствуют компенсирующие друг друга слагаемые и не всегда расчет коэффициента более высокого порядка ведет к уточнению формулы. Скорее всего, следующий коэффициент в разложении начальной магнитной восприимчивости порядка $\chi_L^3 \lambda^2$ будет частично компенсировать коэффициент порядка $\chi_L^3 \lambda$, что позволит достаточно точно описать магнитные свойства предельно концентрированных феррожидкостей.

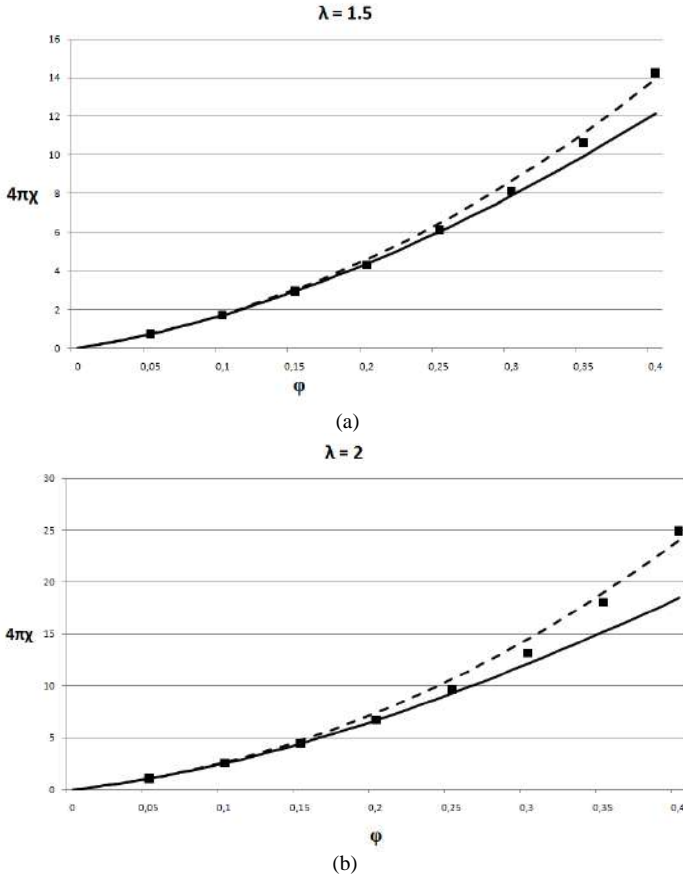


Рис. 3. Начальная магнитная восприимчивость в зависимости от объёмной концентрации феррочастиц ϕ . (а): $\lambda = 1.5$ (б): $\lambda = 2$. Сплошная линия соответствует формуле (2), пунктирная линия – формула (1), точки – результаты компьютерного моделирования

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ № 08-02-00647, гранта АВЦП № 2.1.1/1535, ФАНИ г/к 02.740.11.0202 и гранта Президента МК-1673.2010.2.

Мы благодарим Филипа Кэмп (Университет г. Эдинбурга, Великобритания) за предоставленные данные компьютерного эксперимента

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. М.И.Шлиомис Магнитные жидкости // Успехи физических наук. -1974.-112-С.427-458.
2. A. F. Pshenichnikov, A.V. Lebedev Low-temperature susceptibility of concentrated magnetic fluid // J. Chem. Phys.- 2004.-121-P.5455-5467.
3. A.O.Ivanov, O.B.Kuznetsova Magnetic properties of dense ferrofluids: An influence of interparticle correlations // Phys.Rev.E. -2001.-64-P. 041405-1—12.
4. Р. Балеску Равновесная и неравновесная статистическая механика, т. 1.- М.: Мир, 1978. - 405 с.
5. Елфимова Е.А., Иванов А.О. Парные корреляции в магнитных нанодисперсных жидкостях // ЖЭТФ. -2010.-137.

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ, МОДИФИЦИРОВАННЫХ ДИФфуЗИОННО-ХИМИЧЕСКИМ МЕТОДОМ.

Горшенёв В.Н., Каспаров В.В., Фионов А.С.*

Институт биохимической физики им.Н.М.Эмануэля РАН, 119334,
г. Москва, ул. Косыгина, 4. Факс: (495) 1374101,

Е-mail: gor@sky.chph.ras.ru

* Институт радиотехники и электроники им.В.А.Котельникова РАН,
125009, г. Москва, ул. Моховая, 11/7. Факс: (495) 6293678,

Е-mail: fionov@cplire.ru

Электропроводящие полимерные материалы, наполненные сажей, графитами, электропроводящими волокнами, электропроводящие бумаги применяют при решении технических задач экранирования силовых кабелей и арматуры для различного класса напряжений [1]. Конструкции из пирамид, заполненные элементами электропроводящих бумаг применяются для облицовки стен, потолка безэховых камер и обеспечивают ослабление сигнала отражения электромагнитного излучения (ЭМИ) от их поверхности.

В качестве образцов бумаги для проведения исследований применялась фильтровальная бумага (ФБ плотностью 75 г/м²). Исследовались образцы модифицированных бумаг, на поверхности которых были сформированы электропроводящие покрытия с использованием диффузионно-химического метода: 1 – обработка бумаги коллоидно-графитовыми (КГ) суспензиями; 2 – формирование на поверхности бумаги частиц твёрдой фазы сульфида меди – CuS; 3 – синтез на волокнах бумаги, пропитанной раствором FeCl₃ электропроводящего полимера-полипиррола.

На рис. 1.1, 1.2 представлены распределения графитовых частиц и частиц сульфида меди электропроводящих покрытий на образцах ФБ При взаимодействии образцов бумаги с коллоидно-графитовыми (КГ) суспензиями, (марки: ТО-3, С-1), происходит закономерное увеличение массы образца, количественные характеристики которой существенно зависят от свойств поверхности и способности КГ – частиц накапливаться на поверхности диэлектрического материала.

За время t диффундирующая коллоидная частица диаметром d и толщиной h перемещается на расстояние диффузионной длины $-\sqrt{Dt}$, и, следовательно, все частицы, находящиеся на расстоянии диффузионной длины к моменту t окажутся на диэлектрической подложке. Масса m графитовых частиц осаждённых на единицу площади

будет равна [2]: $m = \rho_a d^2 h n_0 \sqrt{\frac{\pi}{4}} Dt$, где ρ_a - плотность графитовой частицы, n_0 - начальная концентрация коллоидных частиц в суспензии, D - средний коэффициент диффузии.

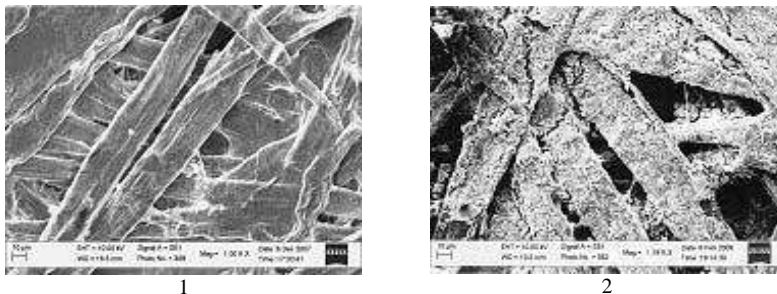


Рис. 1. Электропроводящие частицы на волокнах бумаги. 1 - графитовые частицы; 2 - частицы CuS.

Протекание тока (перколяция) по графитовым частицам происходит, когда частицы покрывают примерно половину поверхности подложки. Измерения четырёхзондовым методом показали отсутствие электрической проводимости на постоянном токе у образцов, обработанных в суспензиях с концентрациями 1, 2, 4 г/л. Образцы, пропитанные суспензиями выше 4 г/л, проводили электрический ток и с концентрацией 10 г/л имели величину удельного объёмного сопротивления ρ_v $5.8 \cdot 10^4$ Ом·см. При концентрациях графитовых частиц на уровне 50 г/л были получены образцы материалов с величинами ρ_v покрытий порядка 0.1...3.0 Ом·см.

Регистрацию спектров ЭПР образцов бумаги, покрытых графитовыми частицами, проводили на спектрометре X-диапазона (Bruker EMX).

Анализ спектров ЭПР показал, что с увеличением концентрации КГ-суспензии (ТО-3) и, соответственно, с увеличением количества графитовых частиц на диэлектрической поверхности образцов бумаги происходит увеличение сигнала ЭПР.

Если для образцов, обработанных графитовой суспензией при концентрации 1...2.5 % наблюдается сигнал ЭПР на уровне шумов, то при пропитке образцов суспензиями выше 4% интенсивность сигнала сильно возрастает.

В этом случае сигнал ЭПР появляется, когда происходит поглощение энергии СВЧ-поля неспаренными электронами электропроводящих частиц твёрдой фазы с участием процессов спин-решеточной

и спин-спиновой релаксаций. И чем меньше времена релаксации, тем слабее взаимодействие между неспаренным электроном и его окружением. И, соответственно, меньше ширина линии ЭПР [3].

Сравнение сигналов ЭПР от образцов материалов (рис. 2.1, 2.2), обработанных двумя видами суспензий ТО-3 и С-1, показало, что для суспензии ТО-3 наблюдается узкая полоса ($g = 2,0017$, $\Delta H = 18,98$ G, а для графитовых частиц из суспензии С-1 наблюдается широкий спектр с шириной линии $\Delta H = 590,26$ G и $g = 2,0071$. Увеличение ширины линии ЭПР связано с различием в технологиях получения стабильных графитовых суспензий и с взаимодействием графитовых частиц с соединениями, входящими в окружающую среду, в частности, с латексом и стабилизирующими добавками. Из графитовых суспензий были изготовлены графитовые плёнки. Сравнение спектров ЭПР графитовых плёнок из исследуемых суспензий без диэлектрической подложки подтвердили факт различия в спектрах ЭПР из-за присутствия латексного стабилизатора.

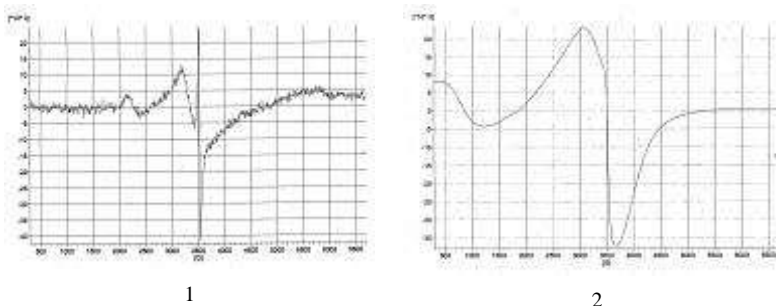


Рис. 2. Спектры ЭПР. 1 - образца с ТО-3; 2 - образца с С-1

Измерения коэффициентов отражения и ослабления мощности ЭМИ в диапазоне длин волн СВЧ поля 1 см осуществляли на установке, схема которой представлена на рис. 3. В отличие от метода ЭПР измерения коэффициентов отражения и прохождения ЭМИ осуществляется при перекрытии образцом пространства волноводной секции или рупорной антенны и измерении амплитуды сигналов отражения и прохождения. При такой постановке эксперимента основные эффекты взаимодействия ЭМИ происходят с электронами проводимости композиционного материала.

В табл. 1, 2 представлены результаты измерений коэффициентов ослабления и отражения для образцов ФБ, пропитанных коллоидными графитовыми суспензиями.

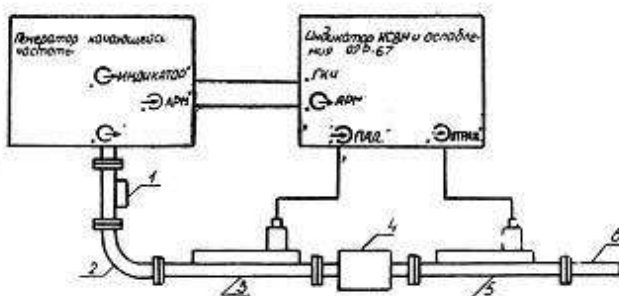


Рис. 3. Схема установки для измерения коэффициентов отражения и ослабления: 1 - аттенюатор, 2 - волноводный тракт, 3 и 5 - направленные ответвители с квадратичными детекторами, 4 - измерительная ячейка, 6 - согласованная нагрузка

Таблица 1
Коэффициенты ослабления и отражения на частоте 30 ГГц для образцов ФБ, пропитанной суспензией ТО-3

Концентрация, г/л	$K_{осл}$, дБ	$K_{отр}$, дБ
50	22.2	- 2.0
25	4.6	- 9.0
12.5	1.8	- 14.5
6.2	0.8	- 20.6
3.1	0.2	- 23.0
1.5	0.1	- 23.4

Таблица 2
Коэффициенты ослабления и отражения на частоте 30 ГГц для образцов ФБ, пропитанной суспензией С-1

Концентрация, г/л	$K_{осл}$, дБ	$K_{отр}$, дБ
250	20.0	- 1.9
125	10.2	- 3.4
62	4.5	- 7.2
31	1.8	- 13.6
16	0.6	- 17.3
8	0.13	- 20.4
4	0.05	- 21.5

В отличие от процесса осаждения КГ- частиц на образцах бумаги, последовательная обработка образцов бумаги растворами химических реагентов приводит к формированию частиц твёрдой фазы в процессе химической реакции на поверхности материала.

На образцах бумаги (ФБ) после последовательной пропитки в одномолярных растворах CuSO_4 и Na_2S установлено, что величина удельного объёмного сопротивления ρ_v покрытия из частиц CuS равнялось $3.8 \text{ ом}\cdot\text{см}$. Величина ρ_v возрастала до $43.8 \text{ ом}\cdot\text{см}$ при уменьшении концентрации растворов химических реагентов до 0.3 М .

Коэффициенты ослабления и отражения мощности ЭМИ для образцов бумаг, содержащих частицы CuS , равнялись 6.2 дБ и -7.8 дБ соответственно.

На рис. 4 представлены спектры ЭПР для химических реагентов и продукта осаждения на поверхности ФБ. Установлено, что методом ЭПР можно регистрировать сигнал продукта реакции, отвечающий за возникновение электрической проводимости покрытия рис. 4.3 ($g = 2,1037$, $\Delta H = 80,91 \text{ G}$).

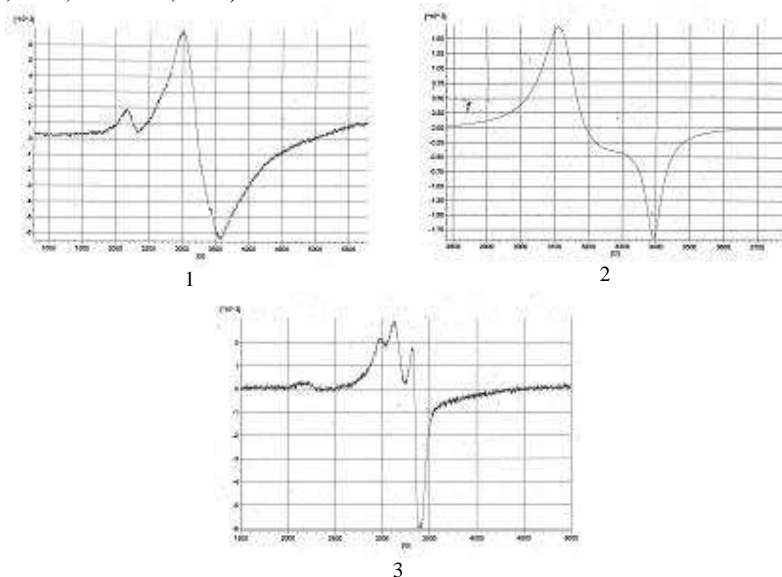


Рис. 4. Спектры ЭПР для химических реагентов и продукта реакции.
1 - с CuSO_4 ; 2 - с Na_2S ; 3 - с CuS

Получение образцов бумаги с электропроводящим полимером полипирролом осуществлялось пропиткой бумаги в растворе FeCl_3 - спектр ЭПР на рис. 5.1. После помещения образца в эксикатор с пир-

ролом происходила диффузия из газовой фазы частиц пиррола в образец бумаги с образованием электропроводящего полимера (спектр ЭПР на рис. 5.2 ($g = 2.0014$, $\Delta H = 2.44$ G). После удаления $FeCl_3$ получен спектр рис. 5.3. Образцы с полипирролом имели ρ_v на уровне $2.5 \cdot 10^3 \dots 10^4$ Ом·см и коэффициенты отражения и ослабления мощности ЭМИ 1.2 дБ и -15 дБ соответственно.

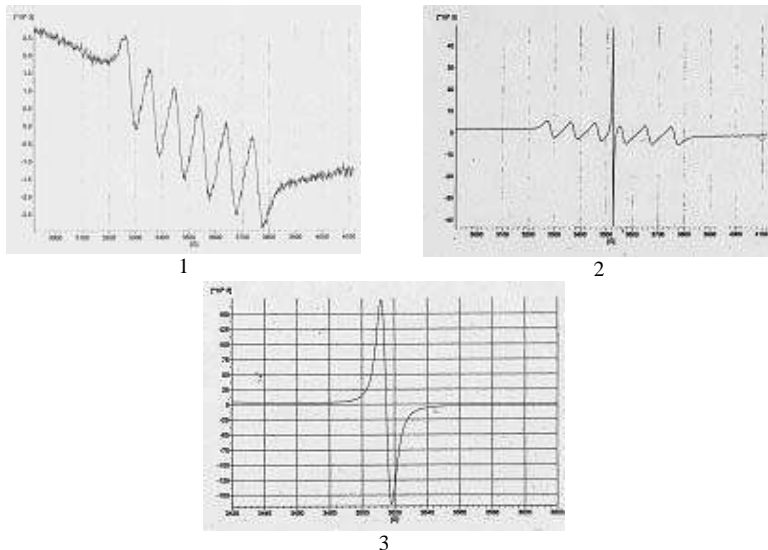


Рис. 5. Спектры ЭПР для образцов ФБ.

1 - с $FeCl_3$; 2 - с $FeCl_3$ и полипирролом; 3 - с полипирролом

В работе показано, что в отличие от традиционных способов изготовления электропроводящих бумаг путём введения в бумажную массу сажи, можно применять диффузионно-химические приёмы модифицирования образцов бумаги для получения токопроводящих покрытий.

Определены концентрационные условия коллоидно-графитовых суспензий и химических реагентов для формирования токопроводящих покрытий с необходимым уровнем проводимости на диэлектрической поверхности бумаг.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. ГОСТ 10751-85. Бумага электропроводящая кабельная.
2. Горшенев В.Н., Бибиков С.Б., Кузнецов А.М. Журнал прикладной химии. 2008. Т. 81. Вып. 3. С. 442-448.
3. Л.А.Бломенфельд, В.В. Воеводский., А.Г. Семёнов. Применение электронного парамагнитного резонанса в химии. Из-во Сибирское отделение АН СССР, Новосибирск, 1962. С.240.

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЛЛОИДАЛЬНОЙ СТАБИЛЬНОСТИ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИЗМЕРЕНИЙ ВЯЗКОСТНЫХ И МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ В ПРОЦЕССЕ КОАГУЛЯЦИИ И ПОВТОРНОЙ ПЕПТИЗАЦИИ

Арефьев И.М., Арефьева Т.А., Казаков Ю.Б.

Ивановский государственный энергетический университет
им. В.И. Ленина

153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34. Факс: (4932)385701;

E-mail: tatyana_arefyeva@mail.ru



Арефьев Игорь Михайлович окончил Ивановский государственный химико-технологический университет в 2006 году. В 2009 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата химических наук. Имеет 49 научных публикаций, в том числе 10 статей, 3 статьи в иностранных журналах. В настоящее время является научным сотрудником проблемной научно-исследовательской лаборатории прикладной феррогидродинамики ПНИЛ ПФГД (ИГЭУ).



Арефьева Татьяна Альбертовна окончила Ивановский химико-технологический институт в 1979 году. С 1987 по 2007 гг. – сотрудник СКТБ «Полюс». Прошла путь от инженера до ведущего химика-технолога, начальника производства магнитных жидкостей. Имеет 4 патента РФ и 1 патент США. В настоящее время является ведущим инженером проблемной научно-исследовательской лаборатории прикладной феррогидродинамики ПНИЛ ПФГД (ИГЭУ).



Казаков Юрий Борисович. Ивановский энергетический институт. В 2000 г. защитил докторскую диссертацию "Численное моделирование и разработка конструкций электрических машин с учетом взаимного влияния физических полей". Имеет 250 публикаций, из них 64 статьи, авторское свидетельство, патенты на изобретения. Научный руководитель проблемной научно-исследовательской лаборатории прикладной феррогидродинамики, профессор, заведующий кафедрой электромеханики ИГЭУ, чл.-корр. АЭН РФ.

Магнитные жидкости (МЖ) представляют собой коллоидные системы однодоменных магнитных частиц (дисперсная фаза), диспергированных в жидкости-носителе (дисперсионная среда) [1]. Сочетание свойств магнитного материала и жидкости, не встречающееся в известных природных материалах, открыло широкие перспективы для создания технических устройств с магнитной жидкостью в качестве рабочего тела. Эффективность инженерного приложения магнитных

жидкостей оценивается по достижению ими основных технических характеристик – намагниченности насыщения, вязкости, плотности, диапазона рабочих температур, вакуумных свойств и др. Однако главным критерием качества магнитной жидкости и возможности ее применения является коллоидальная стабильность МЖ. Прежде чем приступить к испытанию магнитных жидкостей на стендах, моделирующих реальные условия их эксплуатации в конкретных электромеханических устройствах, необходимо определить, являются ли МЖ стабильными во времени без воздействия со стороны внешних факторов.

С целью определения коллоидальной стабильности магнитных жидкостей нами используется широко известный метод замены несущей среды [2–4]. В синтезированную магнитную жидкость, для которой предварительно измеряются плотность, пластическая вязкость и намагниченность насыщения, добавляется коагулянт. В качестве коагулянта используется полярный растворитель (например, ацетон или этиловый спирт). В результате частицы дисперсной фазы, стабилизируемые поверхностно-активным веществом, выпадают в осадок. Смесь жидкости-носителя и коагулянта над осадком сливается, после чего осадок несколько раз промывается коагулянтом. После высушивания к осадку при перемешивании добавляется расчетное количество жидкости-носителя, при этом происходит повторная пептизация стабилизированного магнетита в жидкости-носителе с образованием магнитной жидкости. Вновь полученная магнитная жидкость центрифугируется, после чего для нее измеряются плотность, пластическая вязкость и намагниченность насыщения. Процедура коагуляция – повторная пептизация для исходной магнитной жидкости повторяется несколько раз. Если изменений плотности, пластической вязкости и намагниченности насыщения в допустимых пределах не наблюдается, синтезированная магнитная жидкость является стабильной, т.е. способна сохранять свои характеристики во времени при отсутствии внешнего воздействия, и готова к соответствующим испытаниям на стендах.

В работе в качестве образцов исследования использовались магнитные жидкости на основе керосина (МКК 001-60), силоксановой жидкости (МКС 350-40) и синтетического углеводородного масла (МКУ 030-40) с разным объемным содержанием магнитной фазы – магнетита. Данные магнитные жидкости обладают совершенно разными техническими характеристиками, что обуславливает их использование, например, в датчиках угла наклона (МКК 001-60), в магнитожидкостных уплотнениях (МКС 350-40), в демпферах и в качестве магнитных смазок (МКУ 030-40). Плотность магнитных жидкостей

измерялась по ГОСТ 18995.1-73. Пластическая вязкость МЖ измерялась по ГОСТ 26581-85 на вискозиметре "Реотест-2". Намагниченность насыщения МЖ измерялась баллистическим методом. Технические характеристики исходных магнитных жидкостей приведены в табл. 1.

Таблица 1
Технические характеристики исходных магнитных жидкостей

Марка МЖ	Объемная доля магнетита, %	Намагниченность насыщения, кА/м	Плотность, г/см ³	Пластическая вязкость, Па·с
МКК 001-60	9,2	35	1,15	0,0015
МКК 001-60	21,6	82	1,70	0,02
МКС 350-40	4,7	18	1,19	0,66
МКС 350-40	9,7	37	1,40	1,63
МКУ 030-40	6,8	26	1,19	0,09
МКУ 030-40	11,8	45	1,41	0,35

Процедура коагуляция – пептизация МЖ проводилась 3 раза. Для вновь полученных магнитных жидкостей измерялись плотность, пластическая вязкость и намагниченность насыщения. Данные по техническим характеристикам магнитных жидкостей представлены в табл. 2–4.

Таблица 2
Технические характеристики магнитных жидкостей после первой коагуляции

Марка МЖ	Намагниченность насыщения, кА/м	Плотность, г/см ³	Пластическая вязкость, Па·с
МКК 001-60	34	1,12	0,0016
МКК 001-60	84	1,74	0,021
МКС 350-40	17	1,14	0,64
МКС 350-40	39	1,43	1,67
МКУ 030-40	26	1,17	0,09
МКУ 030-40	44	1,42	0,35

Таблица 3

Технические характеристики магнитных жидкостей после второй коагуляции

Марка МЖ	Намагниченность насыщения, кА/м	Плотность, г/см ³	Пластическая вязкость, Па·с
МКК 001-60	36	1,13	0,0016
МКК 001-60	81	1,72	0,02
МКС 350-40	17	1,16	0,64
МКС 350-40	38	1,42	1,65
МКУ 030-40	24	1,16	0,088
МКУ 030-40	45	1,40	0,34

Таблица 4

Технические характеристики магнитных жидкостей после третьей коагуляции

Марка МЖ	Намагниченность насыщения, кА/м	Плотность, г/см ³	Пластическая вязкость, Па·с
МКК 001-60	36	1,16	0,0015
МКК 001-60	81	1,71	0,0196
МКС 350-40	18	1,18	0,66
МКС 350-40	37	1,41	1,62
МКУ 030-40	25	1,17	0,092
МКУ 030-40	44	1,41	0,35

Из таблиц видно, что технические характеристики магнитных жидкостей МКК 001-60, МКС 350-40, МКУ 030-40 с разным объемом содержанием магнетита после первой, второй и третьей коагуляции изменяются не более чем на ± 3 % относительно технических характеристик исходных МЖ. Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что синтезированные магнитные жидкости являются стабильными, т.е. способны сохранять свои характеристики во времени (например, МЖ МКК 001-60 в закрытой таре сохраняет стабильность как минимум 15 лет) при отсутствии внешнего воздействия. Они готовы к соответствующим испытаниям на стендах, моделирующих электромеханические устройства, или в конкретных электромеханических устройствах.

Метод замены несущей среды сравнительно прост, но весьма эффективен. При синтезе магнитной жидкости одной из ключевых стадий является стабилизация частиц дисперсной фазы поверхностно-активным веществом. Процесс является тонким и специфичным. Не исключено, что при синтезе МЖ стабилизация адсорбента пройдет не полностью. Не достаточно большой окажется энергия адсорбционного взаимодействия молекул ПАВ с активными центрами на поверхности

магнетита, что может быть вызвано энергетическими неоднородностями и дефектами поверхностного слоя частиц дисперсной фазы, не стопроцентным будет покрытие слоем стабилизатора поверхности частиц дисперсной фазы и т.д. В этом случае при добавлении коагулянта к магнитной жидкости инициируется процесс десорбции (частичной или полной) молекул ПАВ с поверхности частиц. Как результат, в осадок выпадают частицы магнетита, частично или полностью лишенные защитных оболочек, а поверхностно-активное вещество удаляется вместе со сливаемой смесью коагулянта и жидкости-носителя. В случае, если поверхностно-активное вещество полностью десорбируется с поверхности магнетита при добавлении коагулянта (результат физической адсорбции молекул ПАВ), при добавлении расчетного количества жидкости-носителя магнитная жидкость не получается вовсе. В случае, если поверхностно-активное вещество при добавлении коагулянта десорбируется с поверхности магнетита частично, при добавлении расчетного количества жидкости-носителя образуется магнитная жидкость, в которой объемная доля дисперсной фазы будет меньше первоначальной (осадок из частиц магнетита, лишенных защитных оболочек, отделяется после центрифугирования). Плотность, пластическая вязкость и намагниченность насыщения такой магнитной жидкости будут отличаться от исходных. К тому же по незащищенным участкам на поверхности частиц магнетита начнут протекать процессы окисления и агрегации, а адсорбционные взаимодействия молекул ПАВ с активными центрами на поверхности, находящимися в непосредственной близости от незащищенных участков, будут ослабевать, т.е. с течением времени возможна десорбция. Все эти процессы нельзя остановить. Их разрушающее воздействие приводит к существенному изменению технических характеристик магнитных жидкостей в статике, что делает невозможным использование МЖ в различных устройствах, в которых под механическим воздействием, воздействием сильных магнитных полей, высоких и низких температур и т.д. все вышеописанные процессы протекают еще интенсивнее.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Розенцвейг Р. Феррогидродинамика: Пер. с англ. // М.: Мир, 1989. — 356 с.
2. Фертман В.Е. Магнитные жидкости: Справ. пособие // Мн.: Выш. шк., 1988. — 184 с.
3. Блум Э.Я., Майоров М.М., Цеберс О.А. Магнитные жидкости // Рига: Зинатне, 1989. — 386 с.
4. Берковский Б.М., Медведев В.Ф., Краков М.С. Магнитные жидкости // М.: Химия, 1989. — 240 с.

ИЗУЧЕНИЕ ТЕРМОСТАБИЛЬНОСТИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ВЯЗКОСТИ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Арефьев И.М., Арефьева Т.А., Казаков Ю.Б.

Ивановский государственный энергетический университет

им. В.И. Ленина

153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34. Факс: (4932)385701;

E-mail: tatyana_arefyeva@mail.ru



Арефьев Игорь Михайлович. Окончил Ивановский государственный химико-технологический университет в 2006 году. В 2009 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата химических наук. Имеет 49 научных публикаций, в том числе 10 статей, 3 статьи в иностранных журналах. В настоящее время является научным сотрудником проблемной научно-исследовательской лаборатории прикладной феррогидродинамики ПНИЛ ПФГД (ИГЭУ).



Арефьева Татьяна Альбертовна. Окончила Ивановский химико-технологический институт в 1979 году. С 1987 по 2007 гг. – сотрудник СКТБ «Полус». Прошла путь от инженера до ведущего химика-технолога, начальника производства магнитных жидкостей. Имеет 4 патента РФ и 1 патент США. В настоящее время является ведущим инженером проблемной научно-исследовательской лаборатории прикладной феррогидродинамики ПНИЛ ПФГД (ИГЭУ).



Казаков Юрий Борисович. Ивановский энергетический институт. В 2000 г. защитил докторскую диссертацию "Численное моделирование и разработка конструкций электрических машин с учетом взаимного влияния физических полей". Имеет 250 публикаций, из них 64 статьи, авторское свидетельство, патенты на изобретения. Научный руководитель проблемной научно-исследовательской лаборатории прикладной феррогидродинамики, профессор, заведующий кафедрой электромеханики ИГЭУ, чл.-корр. АЭН РФ.

Магнитные жидкости (МЖ) ввиду уникальности своих свойств находят широкое применение в различных областях науки и техники. Возможность практического применения магнитных жидкостей определяется, во-первых, их стабильностью и совокупностью необходимых технических характеристик; во-вторых, их способностью выполнять свои функции в конкретных электромеханических и других устройствах в течение длительного времени под воздействием высоких и низких температур, агрессивных сред, магнитных и гравитационных полей.

Одной из важнейших характеристик магнитных жидкостей, обуславливающих их использование в качестве рабочего тела, например, в магнитожидкостных уплотнениях, является диапазон рабочих температур. Диапазон температур эксплуатации МЖ определяется, с одной стороны, температурными характеристиками жидкостеносителей, с другой, – энергиями адсорбционных взаимодействий молекул поверхностно-активных веществ с активными центрами на поверхности частиц дисперсной фазы и сродством ПАВ с жидкостеносителем.

При длительном температурном воздействии в магнитных жидкостях могут протекать следующие процессы:

1. десорбция молекул поверхностно-активных веществ с поверхности частиц дисперсной фазы с последующим объединением частиц в агрегаты и выпадением осадка, что приводит к расслоению магнитной жидкости;

2. полимеризация как десорбированного поверхностно-активного вещества, так и жидкости-носителя;

3. термоокислительная деструкция жидкости-носителя, что приводит к изменению свойств самого носителя и, как следствие, к изменению свойств магнитной жидкости, и другие.

Все вышеуказанные процессы приводят к существенному изменению вязкости магнитных жидкостей. Поэтому вязкость является той характеристикой, по динамике изменения которой можно делать вывод о возможности эксплуатации МЖ при той или иной температуре в течение длительного промежутка времени.

Данная работа посвящена изучению термостабильности магнитных жидкостей на основе кремнийорганической (силоксановой) жидкости и синтетического углеводородного масла (МКС 350-40 и МКУ 030-40, соответственно).

Технические характеристики магнитных жидкостей МКС 350-40 и МКУ 030-40 приведены в табл. 1.

Таблица 1

Технические характеристики магнитных жидкостей МКС 350-40 и МКУ 030-40

Марка МЖ	Объемная доля магнетита, %	Намагниченность насыщения, кА/м	Плотность, г/см ³	Пластическая вязкость, Па·с
МКС 350-40	9,7	37	1,40	1,63
МКУ 030-40	11,8	45	1,41	0,35

Исследование проводилось при температурах 100 и 150 °С в течение 1000 часов при каждой температуре. При этом через каждые 100 часов для каждого из образцов магнитных жидкостей измерялась пластическая вязкость. Динамика изменения пластической вязкости при длительном температурном воздействии на магнитные жидкости МКС 350-40 и МКУ 030-40 представлена на рис. 1.

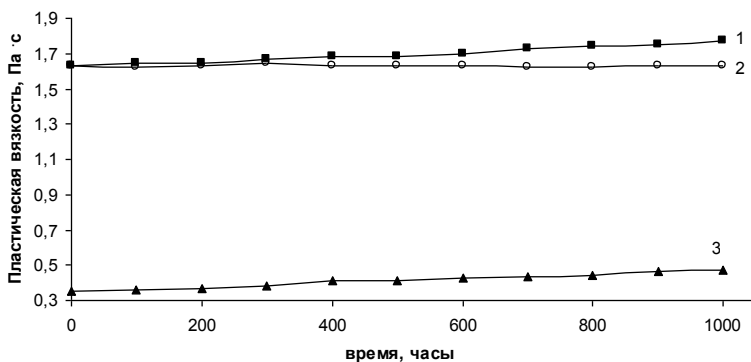


Рис. 1. Динамика изменения пластической вязкости при длительном температурном воздействии на магнитные жидкости МКС 350-40 (1 – при 150 °С, 2 – при 100 °С) и МКУ 030-40 (3 – при 100 °С)

После длительной термообработки магнитные жидкости подвергались центрифугированию. Выпадения осадка из агрегированных частиц дисперсной фазы, полностью или частично лишенных защитных оболочек, не наблюдалось. Это позволяет констатировать, что десорбции молекул поверхностно-активного вещества с поверхности частиц дисперсной фазы не происходит ни для одного из образцов магнитных жидкостей, ни при одной из температур.

Термоиспытания показали, что для магнитной жидкости МКС 350-40 пластическая вязкость практически не изменяется в течение 1000 часов термообработки при 100 °С. После 1000 часов термообработки при 150 °С пластическая вязкость МЖ МКС 350-40 увеличивается не более чем на 10 % относительно исходной величины.

Температура начала термоокисления для олигодиметилсилоксанов со среднечисловой молекулярной массой 1300–2000, которые используются нами при синтезе магнитных жидкостей, составляет 150 °С [1]. Поэтому при 100 °С для МЖ МКС 350-40 пластическая вязкость не меняется при длительном термическом воздействии. При 150 °С пластическая вязкость МЖ возрастает вследствие увеличения динамической вязкости жидкости-

носителя за счет термоокисления, инициирующегося при этой температуре. Однако, как показывает эксперимент, после тысячечасового воздействия пластическая вязкость изменилась незначительно. Испытания магнитной жидкости МКС 350-40 в магнитожидкостных уплотнениях (МЖУ), эксплуатирующихся при температурах 130 – 160 °С, показывают, что прирост вязкости МЖ на 10 %, не связанный с процессами десорбции и агрегации, не влияет на работу МЖУ. Таким образом, магнитную жидкость МКС 350-40 можно использовать в течение длительного времени, например, в качестве рабочего тела в МЖУ при температурах, как минимум, до 150 °С.

Для магнитной жидкости МКУ 030-40 при 100 °С пластическая вязкость практически не меняется в течение 200–300 часов. При дальнейшей термообработке пластическая вязкость МЖ монотонно увеличивается. В результате пластическая вязкость магнитной жидкости МКУ 030-40 после 1000 часов термического воздействия отличается от исходной величины приблизительно на 25 – 28 %.

Синтетическое углеводородное масло с комплексом антиокислительных присадок, используемое нами при синтезе магнитной жидкости МКУ 030-40, характеризуется высокой термоокислительной стабильностью. При 200 °С в течение 50 часов свойства, в том числе и динамическая вязкость, этого масла практически не изменяются [2]. Поэтому в кратковременном режиме магнитную жидкость МКУ 030-40 можно эксплуатировать при достаточно высоких температурах. При длительном термическом воздействии пластическая вязкость МЖ МКУ 030-40 будет расти. Увеличение вязкости можно связать отчасти с термоокислительными процессами, протекающими в жидкостно-носителе, а также с увеличением объемной доли магнитной фазы в МЖ за счет испарения низкомолекулярных фракций жидкостно-носителя. Экспериментальные данные показывают, что при 100 °С в течение 200 – 300 часов пластическая вязкость МЖ МКУ 030-40 практически не меняется. Целесообразность использования этой магнитной жидкости в каких-либо устройствах при более высоких температурах и в течение более длительного промежутка времени могут подтвердить только соответствующие испытания на стендах, моделирующих конкретное электромеханическое устройство.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Соболевский М.В., Скороходов И.И., Гриневич К.П. и др. Олигоорганосилоксаны. Свойства, получение, применение // М.: Химия, 1985. – 264 с.
2. Бадьштова К.М., Берштадт Я.А., Багданов Ш.К. и др. Топлива, смазочные материалы, технические жидкости. Ассортимент и применение // М.: Химия, 1989. – 432 с.

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ АКУСТИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

**Полунин В.М., Стороженко А.М., Ряполов П.А.,
Карпова Г.В., Пауков В.М., Танцюра А.О.**

Юго-западный государственный университет
305040, г. Курск, ул. 50 лет Октября, 94, polunin-vm1@yandex.ru



Полунин Вячеслав Михайлович – профессор, доктор физико-математических наук. С 1974 г. по настоящее время работает в КурскГТУ, с 1981 г. зав. кафедрой физики. Автор более 250 научных публикаций, двух монографий по акустике магнитных жидкостей, под его руководством защитили кандидатские диссертации 15 аспирантов. Является зам. Председателя диссертационного совета по защите докторских диссертаций, Председателем регионального отделения Российского акустического общества.



Стороженко Анастасия Михайловна окончила Курский государственный технический университет по специальности «Программное обеспечение вычислительной техники и автоматизированных систем». С 2009 года является аспиранткой ЮЗГУ по направлению 01.04.07 «Физика конденсированного состояния». Имеет 11 научных и методических публикаций.



Ряполов Петр Алексеевич окончил горный факультет Губкинского института (филиала) Московского государственного открытого университета. В 2010 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. В настоящее время преподаватель кафедры физики ЮЗГУ. Имеет 25 публикаций по акустическим свойствам магнитных жидкостей.



Карпова Галина Вячеславовна окончила Курский государственный педагогический институт, специальность учитель физики и информатики, кандидат физико-математических наук, доцент



Пауков Владимир Митрофанович окончил Курский государственный педагогический институт, специальность учитель физики и математики, кандидат физико-математических наук, доцент

Танцюра Антон Олегович - студент 5-го курса ЮЗГУ

Магнитные жидкости (МЖ) являются оптически непрозрачными средами, что обуславливает предпочтительность акустических методов исследования их структуры и свойств [1].

В настоящей работе выполнены исследования скорости распространения звука в МЖ, помещенной в неоднородное магнитное поле, а также исследования по изучению физических параметров магнитных наночастиц, диспергированных в коллоиде, на основе акустомагнитного метода.

Методика определения скорости звука в магнитной жидкости

На рис. 1 приведена блок-схема экспериментальной установки для измерения скорости звука в МЖ, заполняющей стеклянную трубку, размещенную в неоднородном магнитном поле. Сигнал с генератора звуковых колебаний 1 поступает параллельно на частотомер 2, вольтметр 3 и пьезопластинку 4. Проходя через столбик магнитной жидкости 5, звуковой сигнал образует стоячую волну. Сигнал снимается катушкой индуктивности 6 и поступает на усилитель 7, затем на осциллограф 8. Катушка индуктивности жестко закреплена на кинематическом узле катетометра 10. Магнитная жидкость заполняет стеклянную трубку 11, находящуюся между полюсами постоянного магнита 12.

При измерении скорости звука в магнитной жидкости акустомагнитным методом применялась методика звукового интерферометра, базирующаяся на использовании плоской звуковой волны.

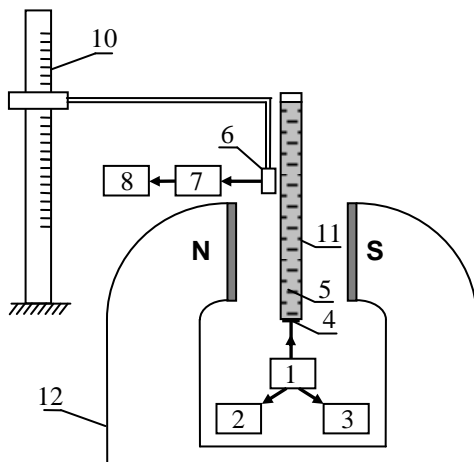


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки для определения скорости звука

При движении катушки вдоль магнитожидкостного цилиндра наблюдается чередование максимумов и минимумов индуцируемой ЭДС, повторяющих максимумы и минимумы амплитуды стоячей волны.

Скорость звука рассчитывается следующим образом. На некотором расстоянии от дна трубы, не меньшем, чем $3\lambda/2$, фиксируется максимум амплитуды звуковых колебаний и измеряется его координата x_d . Затем каретка катетометра перемещается вверх до некоторого верхнего максимального значения амплитуды ЭДС x_u , при этом фиксируется число полувольт n между x_u и x_d . Координаты верхнего и нижнего максимумов определяются несколько раз.

По измеренным значениям координат x_u и x_d вычисляется длина волны звука по формуле

$$\lambda = 2(x_u - x_d)/n$$

и ее ошибка
$$\delta\lambda = \frac{2}{n} \sqrt{\delta x_u^2 + \delta x_d^2}.$$

Затем рассчитывается скорость звука c в магнитной жидкости, заполняющей трубу, по формуле

$$c = \lambda\nu,$$

где ν – частота вводимых в систему звуковых колебаний. Частота измерялась частотомером с относительной погрешностью 0,005%.

Ошибка измерения скорости определялась по формуле вычисления ошибки косвенных измерений:

$$\varepsilon_c = \frac{\delta\lambda}{\lambda} + \frac{\delta v}{v}.$$

Погрешность определения скорости звука в МЖ не превосходит 2%.

По результатам измерений была получена экспериментальная зависимость скорости звука от градиента магнитного поля, представленная на рис. 2. Измерения проведены в направлении убывания напряженности магнитного поля.

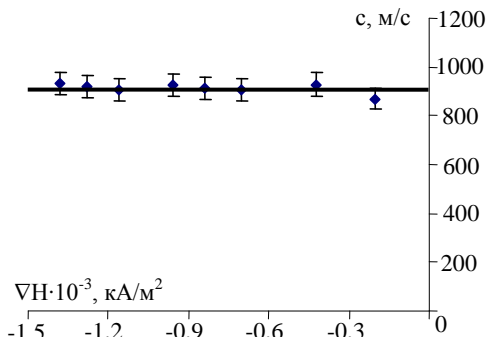


Рис. 2. Зависимость скорости звука от градиента магнитного поля

В предложенной недавно теоретической модели [2] делается вывод

об определяющем влиянии фактора неоднородности магнитного поля на скорость распространения звуковых волн в магнитной жидкости.

По полученным данным скорость звука в пределах погрешности измерений не зависит от градиента напряженности магнитного поля, что противоречит выводам вышеупомянутой модельной теории.

Методика определения параметров магнитных наночастиц акустомагнитным методом

Экспериментальная установка для определения параметров магнитных наночастиц по сравнению с представленной в [3] была усовершенствована: введение звука в трубку с МЖ производится снизу через днище трубки, сверху осуществлена принудительная стабилизация поверхности МЖ пленкой. Указанная модификация методики позволяет:

- устранить искривление поверхности МЖ под действием магнитного поля;
- уменьшить количество МЖ, заливаемой в трубку,
- улучшить качество звукового сигнала,
- расширить диапазон напряженности магнитного поля в два раза.

Если намагниченность МЖ подчиняется закону Ланжевена, то относительная амплитуда АМЭ β_ξ для монодисперсного ферроколло-

ида может быть представлена в виде функции параметра $\xi = \mu_0 m_s H / k_0 T$ [1,4-5]:

$$\beta_\xi = [L(\xi) - k' \cdot D(\xi)] / [1 + k'' \cdot \xi^{-1} \cdot D(\xi)],$$

где $L(\xi)$ - функция Ланжевена, $D(\xi) = (\xi^{-1} - \xi sh^{-2}\xi)$, $k' = qc^2 C_p^{-1}$, $k'' = N_d \mu_0 n m_s^2 / k_0 T$.

Для модельного описания дисперсного состава магнитных частиц МЖ, полученного по результатам акустомагнитных измерений, воспользуемся двухпараметрическим Г-распределением [6], учет межчастичных взаимодействий в концентрированных МЖ произведем на основе модифицированной модели эффективного поля ММФ2 [7, 8]:

Получим формулу для относительной амплитуды АМЭ β_ξ с учетом межчастичных взаимодействий в полидисперсной МЖ:

$$\beta_\xi = \frac{\int_0^\infty L(\xi_e) f(x) dx - k' \int_0^\infty \xi_e (\xi_e^{-2} - sh^{-2}\xi_e) f(x) dx}{1 + \frac{N_d \mu_0}{k_0 T} n \int_0^\infty m_s^2(x) (\xi_e^{-2} - sh^{-2}\xi_e) f(x) dx}$$

При $H \rightarrow 0$ имеем: $\chi = M_s \cdot tg\theta / [1 - k' - N_d M_s \cdot tg\theta]$.

При $H \rightarrow \infty$ получаем: $\beta_H = \left(1 - \frac{(1+k')nk_0T}{\mu_0 M_s H} \right) \left(1 + \frac{(1+k')nk_0T}{3\mu_0 H^2} \right)$.

Данные выражения с применением известных методик позволяют определить распределение наночастиц дисперсной фазы МЖ по размерам с учетом межчастичных взаимодействий.

В процессе измерений исследовалась МЖ типа «магнетит в керосине» с олеиновой кислотой в роли ПАВ. Плотность образцов измеряется с использованием стеклянного пикнометра объемом 10 мл. Объемная концентрация твердой фазы φ рассчитывается по известной формуле смешения. Намагниченность насыщения M_s и начальная магнитная восприимчивость χ получены по результатам измерения кривой намагничивания баллистическим методом [8].

Физические параметры частиц нанодисперсной фазы для образца МЖ, рассчитанные на основе АМЭ (частота 15035 Гц), представлены в табл. 1. Также приведены результаты, полученные методом магнитогранулометрического анализа (МГА). Средний диаметр наночастицы определялся по формуле $\langle x \rangle = x_0(\alpha + 1)$, а величина дисперсии распределения наночастиц по размерам получена из выражения $\sigma = (\alpha + 1)^{-1/2}$.

Таблица 1

ρ , кг/м ³	φ , %	M_{ss} , кА/м	Методика	$\langle m_w \rangle \cdot 10^{19}$, А·м ²	$\langle m_z^2 \rangle \cdot 10^{38}$, (А·м ²) ²	$\langle x \rangle$, нм	σ
1360	13,0	58	МГА	2,2	8,7	8,8	0,29
			АМЭ	1,9	12,6	7,6	0,46

В среде NI LabView реализован анализ теоретической зависимости относительной амплитуды АМЭ от величины напряженности магнитного поля. Результаты построения в разработанной программе в сравнении с экспериментальными данными представлены на рис. 3.

Дисперсный состав образцов МЖ определяется также методом

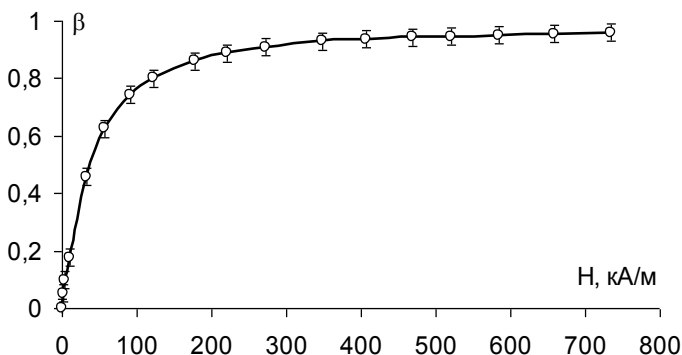


Рис.3. Зависимость амплитуды АМЭ от величины напряженности внешнего магнитного поля

полуcontactной атомно-силовой микроскопии (АСМ). Изображение скана МЖ1, полученное в лаборатории ЦКП «Научеомкие технологии» на сканирующем зондовом микроскопе Smart Spm, изготовленного компанией Aist NT, показано на рис. 4. Кривые распределения частиц по размерам, полученные по данным АСМ, МГА и исследования на основе АМЭ (использовалась модель ММФ2), представлены на рис. 5. Можно констатировать, что приведенные результаты сопоставимы между собой. Различие величины среднего диаметра частицы $\langle x \rangle_{АСМ} = 11,6$ нм, измеренного АСМ, и диаметра магнитного ядра $\langle x \rangle$, определенного исследованием на основе АМЭ (табл. 1), по-видимому, объясняется наличием стабилизирующей оболочки и тонкого немагнитного слоя на поверхности магнитной частицы.

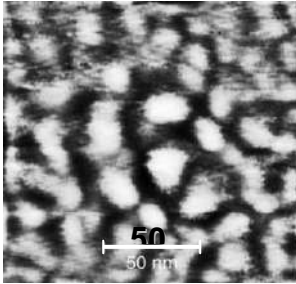


Рис. 4. Скан МЖ-1 на атомно-силовом микроскопе

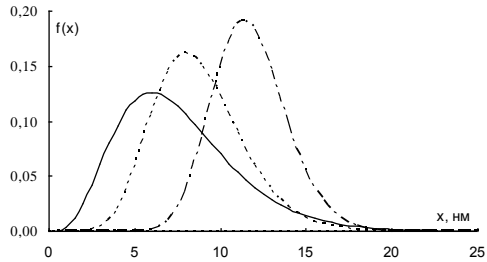


Рис. 5. Распределение частиц МЖ по размерам: --- МГА, — — — — АМЭ, - · - · - АСМ

Авторы выражают признательность директору ЦКП «Наукоемкие технологии» А.П. Кузьменко за предоставленную возможность определения дисперсного состава МЖ методом полуконтактной АСМ.

Исследования выполнены при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы (грант ФАО НК-410П, ГК № 2311).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Полунин В.М. Акустические эффекты в магнитных жидкостях. М: ФИЗМАТЛИТ, 2008. 208 с.
2. Одинаев С., Комилов К. Частотная зависимость скорости и коэффициента поглощения звуковых волн в магнитных жидкостях // Акуст. журнал. 2008. Т.54. №6. С.920-925.
3. V.M. Polunin, N.S. Kobelev, P.A. Ryapolov, A.M.Storogenko, I.A. Shabanova. On the estimation of physical parameters of magnetic nanoparticles in magnetic fluid // Magneto-hydrodynamics Vol. 46 (2010), No. 1, pp. 31–40.
4. Polunin V.M., Ignatenko N.M., Zraichenko V.A. Acoustic phenomena in magnetic colloids // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. North Holland, 1990, №85. P. 141–143.
5. Полунин В.М. Электромагнитные эффекты, вызванные упругой деформацией цилиндрического образца намагниченной жидкости // Магн. гидродинамика. 1988. № 3. С. 43-50.
6. Pshenichnikov A.F., Mekhonoshin V.V., Lebedev A.V. Magneto-granulometric analysis of concentrated ferrocolloids//J.Magn.Magn. Mater., 1996.–Vol.161.–P.94-162.
7. Ivanov A.O., Kuznetsova O.B. Magnetic properties of dense ferrofluids: an influence of interparticle correlations // Phys. Rev. E., 2001. – Vol. 64. – P. 041405-1-041405-12.
8. Полунин В.М., Кутуев А. Н. К изучению формы дисперсных наночастиц на основе модели вращательной вязкости // Известия высших учебных заведений. Секция физика 2009, № 8. с 10-15.

КИНЕТИКА ОБРАЗОВАНИЯ И ЗАХЛОПЫВАНИЯ ОТВЕРСТИЯ В МАГНИТОЖИДКОСТНОЙ ПЕРЕМЫЧКЕ

**Полунин В.М., Шабанова И.А., Хотынюк С.С.,
Ряполов П.А., Лобова О.В., Сычев Г.Т.**

Юго-западный государственный университет
305040, г. Курск, ул. 50 лет Октября, 94, polunin-vml@yandex.ru



Полунин Вячеслав Михайлович – профессор, доктор физико-математических наук. С 1974 г. по настоящее время работает в КурскГТУ, с 1981 г. зав. кафедрой физики. Автор более 250 научных публикаций, двух монографий по акустике магнитных жидкостей, под его руководством защитили кандидатские диссертации 15 аспирантов. Является зам. Председателя диссертационного совета по защите докторских диссертаций, Председателем регионального отделения Российского акустического общества.



Шабанова Ирина Александровна окончила физико-математический факультет Курского государственного университета в 2005 г. С 2009г. аспирантка ЮЗГУ по специальности 01.04.07 «Физика конденсированного состояния». Имеет 5 научных публикаций.



Хотынюк Сергей Сергеевич окончил физико-математический факультет Курского государственного университета в 2006 г. В 2009 г. защитил кандидатскую диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. В настоящее время преподаватель кафедры физики ЮЗГУ. Имеет 14 публикаций



Ряполов Петр Алексеевич окончил горный факультет Губкинского института (филиала) Московского государственного открытого университета. В 2010 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. В настоящее время преподаватель кафедры физики ЮЗГУ. Имеет 25 публикаций по акустическим свойствам магнитных жидкостей.



Лобова Ольга Вячеславовна окончила Курский государственный технический университет, специальность инженер-конструктор – технолог, конструирование и технология ЭВС, кандидат физико-математических наук, доцент. Имеет 27 научных и научно-методических публикаций, два патента на изобретение.



Сычев Геннадий Тимофеевич работает в КурскГТУ с 1964 года. Является профессором ЮЗГУ. В 1973 году окончил (заочно) аспирантуру Физико-технического института АН БССР, кандидат технических наук. Имеет свыше 100 научных публикаций и методических разработок. За заслуги в области образования награжден «Почетной грамотой» Министерства образования и науки РФ.

В настоящее время возникает интерес к исследованию магнито-жидкостной перемычки (МП) [1], которая может выступать как в качестве модели магнито-жидкостных герметизаторов и уплотнителей, так и в виде самостоятельного устройства [2, 3].

МП представляет собой некоторое количество магнитной жидкости, перекрывающее сечение стеклянной трубки благодаря стабилизирующему действию неоднородного магнитного поля коаксиально расположенного кольцевого магнита [1, 4, 5]. По достижении критического перепада давления в газовой полости под МП происходит разрыв перемычки с образованием отверстия по центру. Отличительной особенностью МП является их способность к самовосстановлению после разрыва.

В настоящей работе представлены результаты исследования диаметра D и времени существования отверстия τ в МП.

Экспериментальное определение диаметра отверстия в магнито-жидкостной перемычке осуществляется на установке, блок-схема которой представлена на рис. 1 [6]. Под стеклянной трубкой 1 располагался лазерный модуль 2, свет от которого шел сплошным пучком, над трубкой помещалась тонкая линза 3. При разрыве перемычки 4 свет проходит сквозь образовавшееся отверстие, попадает на линзу 3, а затем - на экран 5, находящейся на некотором расстоянии от линзы. В результате на экране отображается увеличенное изображение отверстия.

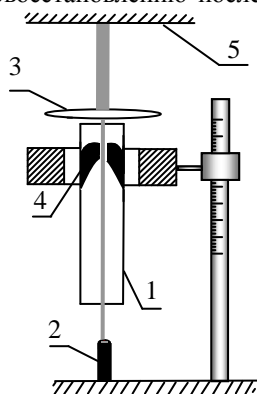


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для определения диаметра отверстия в МЖП

Экспериментальное определение времени существования отверстия в магнитожидкостной перемычке осуществляется на установке, блок-схема которой представлена на рис. 2.

Под стеклянной трубкой 1 располагается лазерный модуль 2, подключенный к импульсному генератору 7, световые импульсы от которого распространяются в вертикальном направлении на МП 3.

Над трубкой закрепляется фотодиод 4, сигнал с которого поступает на аналогово-цифровой преобразователь (АЦП) 5 и компьютер 6. Во время разрыва перемычки через образовавшееся отверстие проходит последовательность световых импульсов, попадающих на фотодиод.

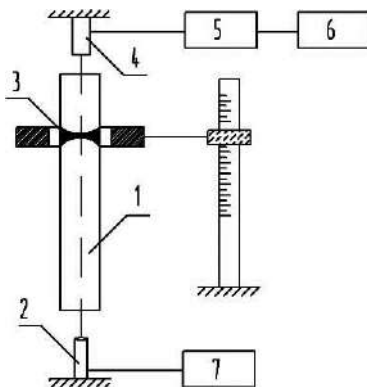


Рис. 2. Блок-схема экспериментальной установки для определения времени существования отверстия в МЖП

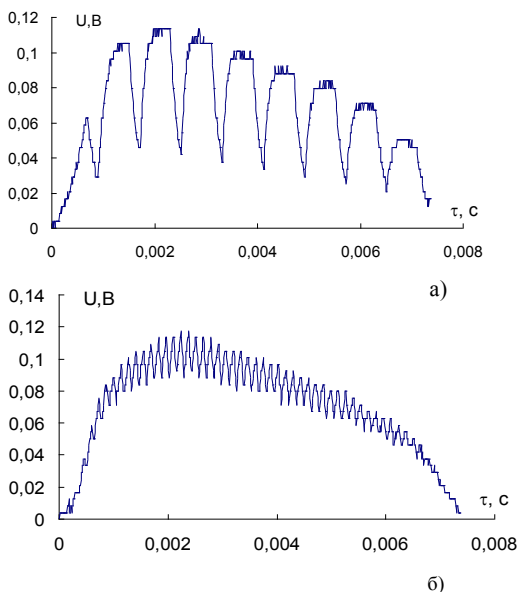


Рис. 3. Зависимость U от τ : а) частота следования импульсов 1,2кГц; б) частота следования импульсов 7,2кГц

наблюдается группа электрических импульсов.

Для нахождения времени существования отверстия подсчитывается число прошедших за один акт разрыва световых импульсов, которое затем умножается на длительность одного импульса. Погрешность в измерении τ определяется периодом повторения световых импульсов. В эксперименте используется режим генерации импульсов с частотой следования $\nu=1,2$ кГц, $\nu=7,2$ кГц.

В качестве иллюстрации метода на рис. 3 *а* и *б* показаны графики зависимости напряжения на АЦП от времени, получаемые в эксперименте по определению времени жизни отверстия в МП с использованием различных режимов генерации световых импульсов.

В табл. 1 приведены данные о жидкости-носителе и основные физические параметры образцов МЖ, использованных при образовании МП.

Таблица 1

Образец	Жидкость-носитель	ρ , кг/м ³	ϕ , %	M_s , кА/м	χ	η_s , Па·с
МЖ-1	керосин	1440	14,5	60	5,4	$5,4 \cdot 10^{-3}$
МЖ-2	полиэтил-силаксан (ПЭС-4)	1500	—	56	4,2	0,3
МЖ-3	керосин	1192	8,9	37	3,1	$2,3 \cdot 10^{-3}$
МЖ-4	керосин	1022	5	22	1,4	$1,1 \cdot 10^{-3}$

Обозначения физических параметров, представленных в табл. 1: ρ – плотность, ϕ – концентрация твердой фазы, M_s – намагниченность насыщения, χ – начальная магнитная восприимчивость, η_s – статическая сдвиговая вязкость МЖ.

Исследование зависимости времени существования отверстия в МП τ от объема изолированной газовой полости V_0 в интервале объемов 0,007—0,036 л проводится с использованием стеклянной трубки с внутренним диаметром 13,5 мм. Для всех исследуемых образцов при каждом объеме газовой полости V_0 значение τ измеряется не менее 20-25 раз. Средняя статистическая погрешность определения τ при этом составляет не более 10 % .

В таблице 2 представлены экспериментальные результаты определения максимального диаметра отверстия, полученные для МП. Случайная погрешность определения диаметра отверстия составляла не более 6 %.

Таблица 2

Образец	D, мм	
	расширение газовой полости	сжатие газовой полости
МЖ-1	0,76	0,55
МЖ-2	0,75	0,53
МЖ-3	1,05	1,00
МЖ-4	1,13	0,97

Теоретическая оценка времени существования отверстия в МП проводится с использованием формулы [1, 6]:

$$\tau = \frac{\Delta m}{\rho_g \sigma v_g}, \quad (3)$$

где Δm – масса выходящей или входящей в газовую полость порции газа, ρ_g – плотность воздуха, $\sigma = \pi D^2$ – площадь отверстия в МП, D – диаметр отверстия, определяемый экспериментально (табл. 2), v_g – скорость выхода газа.

Массу порции газа можно вычислить, воспользовавшись моделью идеального газа [1, 6].

Скорость воздуха, проходящего через отверстие, вычисляется по формуле [6, 7]:

$$v_g = \sqrt{\frac{2\alpha P_a \Gamma}{\rho_g \xi_0 h_0}}. \quad (4)$$

Здесь Γ – смещение МП до первого разрыва (определяемое экспериментально [4, 5]), ξ – коэффициент гидравлического сопротивления, зависящий от площади отверстия σ и числа Рейнольдса, для случая $\sigma \ll S$ $\xi = \xi_0 = 2,9$, h_0 – высота воздушного столба в трубке, $\alpha = k_p / (k_p + k_g)$, где k_p – коэффициент пондеромоторной упругости, определяемый экспериментально [4, 5], k_g – коэффициент газовой упругости [4, 5].

На рис. 4 графически представлены графики зависимости времени существования отверстия в МП τ от объема изолированной газовой полости V_0 . Точками показаны результаты эксперимента, сплошные линии – линейная аппроксимация экспериментальных результатов, пунктирные теоретические кривые, полученные с использованием (3). Можно отметить вполне удовлетворительное согласие между результатами модельной теории и опытными данными.

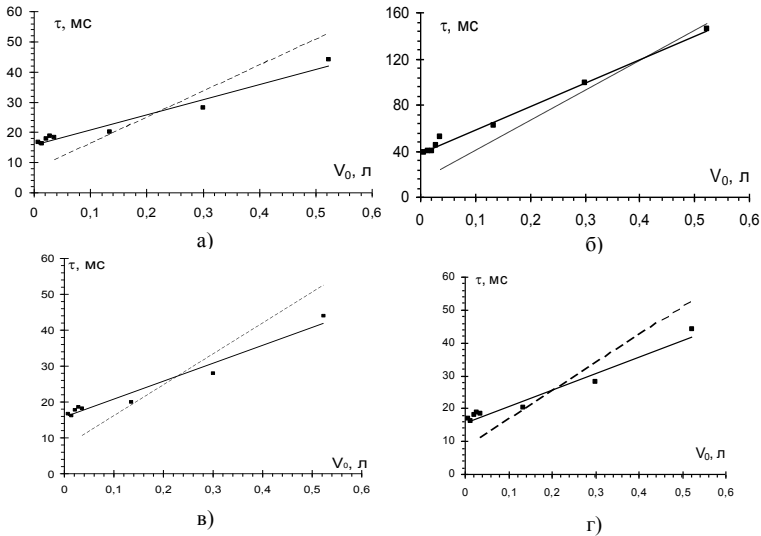


Рис. 4. Графики зависимости времени существования отверстия в МП τ от объема изолированной газовой полости V_0 на основе: а) МЖ-1; б) МЖ-2; в) МЖ-3; г) МЖ-4

В табл. 3 приведены значения времени существования отверстия в МП: τ – результат измерений, τ_t – значение, полученное из выражения (3) с использованием вычислений по формулам (4).

Таблица 3

Образец	τ , мс		τ_t , мс	
	МЖ-1	15,0	7,8	11,1
МЖ-2	37,8	31,2	16,9	13,3
МЖ-3	16,7	8,0	8,1	7,5
МЖ-4	18,7	13,2	5,7	10,8

Исследования, представленные в статье, выполнены при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (грант НК-410П), АВЦП "Развитие научного потенциала высшей школы" (Тематический план ФАО 2009-2010, тема № 1.8.09.).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Полунин, В. М. Акустические эффекты в магнитных жидкостях. В. М. Полунин — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. — 208 с.
2. Патент РФ на полезную модель № 79953. Мембранный насос [Текст] / Емельянов С. Г., Кобелев Н. С., Полунин В. М. — № 2008106265; приоритет полезной модели 18.02.2008; зарегистр. 20.01.2009.
3. Патент РФ №2273002. Дозатор газа [Текст] / С.Г. Емельянов, Н.С. Кобелев, В.М. Полунин [и др.]. — № 2008106301/28; заявл. 18.02.2008; опубл. 10.09.2009. Бюл. № 25.
4. Коварда, В. В. Об упругости магнитоожидкостной мембраны [Текст] / В. В. Коварда, О. В. Лобова, Ю. Ю. Михайлова, В. М. Полунин, С. С. Хотынюк // Акуст. журн. — 2008. — Т. 54. — № 4. — С. 546–551.
5. Kovarda, V. V. On the strength properties of the magnetic fluid membrane [Text] / V. V. Kovarda, Y. Y. Mikhailova, V. M. Polunin, P. A. Ryapolov, E. K. Zubarev, S. S. Khotnyuk // *Magneto hydrodynamics*. — 2007. — V. 43. — № 3. — P. 333–344.
6. Полунин В. М. Исследование кинетико-прочностных свойств магнитоожидкостной мембраны [Текст] / Полунин В. М., Гуламов А. А., Рослякова Л. И., Хотынюк С. С., Шабанова И. А., Стороженко А. М. // *Нанотехника*. — 2010. — №1(21). — С. 10–16.
7. Ланда, П. С. О двух механизмах генерации звука [Текст] / П. С. Ланда, О. В. Руденко // *Акуст. журн.* — 1989. — Т. 35. — №5. — С. 855–862.

ДИНАМИКА МАГНИТОФЕРЕЗА В МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЯХ

Иванов А. С., Пшеничников А. Ф.

Институт механики сплошных сред УрО РАН, 614013, г. Пермь,
ул. Королёва, 1. тел. 8(342)2378325. e-mail: lesnichiy@icmm.ru

Введение

Целью настоящей работы является экспериментальное и теоретическое исследование магнитофереза коллоидных частиц в тонком слое магнитной жидкости под действием сильного магнитного поля. Основное внимание сфокусировано на роли наноскопических агрегатов, образующихся в магнитной жидкости в результате Ван-дер-Ваальсовых и магнитодипольных межчастичных взаимодействий. Присутствие в растворе даже небольшого числа агрегатов существенно изменяет свойства коллоидного раствора, включая начальную магнитную восприимчивость. Такие агрегаты влияют и на динамические процессы в магнитных жидкостях. Они многократно увеличивают время релаксации намагниченности, вязкость раствора, уменьшают подвижность и коэффициент диффузии частиц [1].

Теоретическая модель

Рассмотрим в качестве основной двух фракционную модель магнитной жидкости, в которой первая фракция представлена одиночными частицами, а вторая – агрегатами, включающими в себя от нескольких частиц до нескольких десятков частиц. Полидисперсностью частиц внутри первой фракции и разбросом агрегатов по размерам пренебрегается. Ранее такая модель успешно использовалась [2] для описания результатов диффузионных опытов с разбавленными растворами. Обоснование использования такой модели основывается на том, что коэффициент диффузии частиц слабо (обратно пропорционально) зависит от их размера, поэтому расчет по средним значениям удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными. Менее очевидна возможность применения этой модели в задачах с магнитоферезом частиц, ведь сила, действующая на коллоидную частицу со стороны градиентного поля, пропорциональна ее магнитному моменту m , т.е. кубу диаметра магнитного ядра

$$\mathbf{f} = \mu_0 m \nabla H . \quad (1)$$

Это сильная зависимость, но, во-первых, самые крупные частицы, вносящие наибольший вклад в намагниченность жидкости, объ-

единяются в агрегаты, влияние которых учитывается отдельно. Вторых, мелкие частицы вносят малый вклад в намагниченность системы и их присутствие в жидкости можно учесть приближенно, или не учитывать вообще. Оставшаяся часть частиц имеет относительно узкое распределение частиц по размерам и может быть заменена одной фракцией. Применительно к рассматриваемой здесь задаче это означает, что потоки одиночных частиц и агрегатов должны описываться отдельными уравнениями.

Плотность потока \mathbf{j}_1 одиночных частиц в изотермической магнитной жидкости описывается уравнением [3]:

$$\mathbf{j}_1 = D_1[\varphi_1 L(\xi) \nabla \xi - \nabla \varphi_1], \quad (2)$$

где $D_1 = b_1 kT$ – коэффициент диффузии; φ_1 , $b_1 = 1/(6\pi\eta R_1)$ – объемная доля и подвижность частиц соответственно; $\xi = \mu_0 m H / kT$ – параметр Ланжевена; $L(\xi)$ – функция Ланжевена; η – динамическая вязкость жидкости.

Первое слагаемое в квадратных скобках описывает поток частиц, обусловленный магнитофорезом, а второе – поток, вызванный градиентной концентрационной диффузией. В условиях термодинамического равновесия полный поток частиц равен нулю и распределение одиночных частиц в пространстве описывается формулой – аналогом барометрического распределения

$$\varphi_1 = C_1 \sinh(\xi) / \xi. \quad (3)$$

Константа интегрирования C_1 может быть определена через концентрацию, усредненную по объему полости.

Рассмотрим магнитофорез агрегатов. Имея в виду случай сильных магнитных полей, аппроксимируем агрегат вытянутым эллипсоидом вращения, содержащим большое число N одиночных однодоменных частиц. Вследствие высокой концентрации частиц в агрегате взаимодействия магнитных моментов частиц играют важную роль. В слабых полях такие взаимодействия могут увеличить намагниченность агрегата в 2–3 раза, и могут быть учтены, например, в рамках модифицированной модели эффективного поля. Однако, в сильном поле добавка к равновесной намагниченности, связанная с межчастичными взаимодействиями, достаточно мала: равна примерно $nkT/(3\mu_0 H^2)$ [4]. Для условий описанного ниже эксперимента она не превышает 0.6%. Таким образом, для приближенного описания магнитофореза агрегатов в сильных полях достаточно учесть только взаимодействие частиц с внешним полем. В этом случае средний вклад

каждой частицы в суммарный магнитный момент агрегата будет равен $mL(\xi)$, и сила, действующая на агрегат, будет в N раз больше, чем в случае одиночной частицы (1). Эта сила является причиной магнитофореза агрегатов. Противоположно направленный поток агрегатов, обусловленный градиентной диффузией, определяется коэффициентом диффузии $D_2 = b_2 kT$ (b_2 – подвижность агрегатов). Плотность объемного потока агрегированных частиц можно представить в следующем виде

$$\mathbf{j}_2 = D_2 \left[\varphi_2 NL(\xi) \nabla \xi - \nabla \varphi_2 \right], \quad (4)$$

где φ_2 – объемная доля агрегированных частиц в растворе.

По аналогии с (3) можно написать распределение агрегатов внутри полости ячейки в условии термодинамического равновесия. Полная же концентрация φ всех частиц равна

$$\varphi = C_1 \sinh(\xi) / \xi + C_2 \left[\sinh(\xi) / \xi \right]^N, \quad (5)$$

а динамика магнитофореза в отсутствии конвективного движения жидкости описывается уравнением диффузии стандартного типа

$$\partial \varphi / \partial t = -\operatorname{div}(\mathbf{j}_1 + \mathbf{j}_2). \quad (6)$$

Наличие внешнего магнитного поля приводит к анизотропии подвижности и анизотропии коэффициентов диффузии, как отдельных частиц, так и агрегатов. Применительно к отдельным частицам в [5] было показано, что анизотропия подвижности индивидуальных частиц играет второстепенную роль. Анизотропия подвижности агрегатов связана, в основном, с отклонением их формы от сферической и может оказывать существенное влияние на динамику магнитофореза. Сильное магнитное поле ориентирует вытянутые агрегаты вдоль силовых линий, в то время, как движение агрегатов происходит по направлению градиента поля. В условиях описанных ниже опытов эти два направления совпадали, поэтому эллипсоидальные агрегаты двигались вдоль своей длинной оси. Для эллипсоидов вращения подвижность известна [6]. В частности, отношение подвижности вытянутого эллипсоида вдоль длинной оси к подвижности равновеликого (такого же объема) шара с радиусом R может быть записано в виде

$$K(\varepsilon) = \frac{3\sqrt{1-\varepsilon^2}}{4\varepsilon^3} \left[\frac{1}{2} (1 + \varepsilon^2) \ln \left(\frac{1+\varepsilon}{1-\varepsilon} \right) - \varepsilon \right], \quad \varepsilon = \sqrt{1 - (c/a)^2}, \quad (7)$$

где a , c – большая и малая полуось эллипсоида соответственно.

Если коэффициент упаковки частиц в агрегате обозначить через γ , то радиус R равновеликого шара можно выразить через радиус R_1

одиночной частицы $R = R_1 \sqrt[3]{N / \gamma}$, после чего коэффициент диффузии агрегатов может быть записан в виде

$$D_2 = K(\varepsilon)kT / (6\pi\eta R) = K(\varepsilon)D_1 \sqrt[3]{\gamma / N}. \quad (8)$$

Детали эксперимента и методика обработки результатов

Опыты проводились с плоским горизонтальным слоем магнитной жидкости, помещенным в градиентное магнитное поле. В экспериментальной установке использовались магнитные жидкости типа «магнетит – олеиновая кислота – керосин», с объемной концентрацией твердой фазы в диапазоне 2–5%. Жидкость заливалась в герметичную ячейку толщиной 0.02–0.2 мм и длиной 2 мм. Внешнее магнитное поле было ориентировано вдоль слоя жидкости, поэтому напряженность поля внутри ячейки можно считать равной напряженности внешнего поля. Средняя напряженность магнитного поля в ячейке была равна $9.47 \cdot 10^4$ А/м, а градиент напряженности $2.96 \cdot 10^6$ А/м². Концентрация магнетита измерялась фотометрическим методом, т.е. по интенсивности луча гелий-неонового лазера, прошедшего через слой жидкости. Толщина лазерного луча составляла примерно 0.02 мм.

Объемная доля магнетита φ вычислялась по закону Бугера-Ламберта-Бера. Для получения профиля концентрации $\varphi(x)$ лазерный луч перемещался вдоль слоя жидкости с помощью микрометрического винта с ценой деления 0.005 мм. После включения магнитного поля в ячейке начинался магнитофрез, и примерно через две недели устанавливалось равновесное распределение частиц. Продольный размер диффузионной ячейки x_0 и характерный градиент магнитного поля подбирались так, чтобы обеспечить линейность равновесного концентрационного профиля в ячейке, при отсутствии в магнитной жидкости многочастичных агрегатов. Это требование выполняется, если размер ячейки мал по сравнению с характерным размером “барометрического” распределения (3). Это означает, что

$$x_0 \ll \left(\partial H / \partial x \right)^{-1} kT / (\mu_0 m). \quad (9)$$

Присутствие агрегатов в магнитной жидкости нарушает условие (9), и концентрационный профиль становится нелинейным. В этом случае степень нелинейности несет информацию о количестве агрегатов. При обработке результатов опытов в данной работе пространственная зависимость концентрации представлялась в виде ряда по полиномам (многочленам) Лежандра:

$$\varphi(x, t) = \langle \varphi \rangle + k_1(t)P_1(x) + k_2(t)P_2(x) + \dots \quad (10)$$

где $k_i(t)$ – искомые коэффициенты разложения.

Аппроксимация экспериментальных данных рядом (10) обеспечивает минимум среднеквадратичной невязки и не меняет ранее вычисленные коэффициенты при добавлении в сумму новых слагаемых. Коэффициент k_1 перед линейным членом пропорционален пространственному наклону профиля концентрации и характеризует общий перепад концентрации магнетита вдоль ячейки. Коэффициент k_2 перед вторым полиномом Лежандра характеризует кривизну профиля концентрации. Для проверки предложенной методики и оценки чувствительности коэффициента k_2 к присутствию агрегатов было проведено численное моделирование эксперимента. С этой целью динамическое уравнение (6) решалось численно методом конечных объемов. Концентрационные профили, соответствующие различным моментам времени, раскладывались в ряд (10) и строились зависимости $k_1(t)$ и $k_2(t)$. Результаты приведены на рис. 1, 2. По оси абсцисс на рисунках отложено безразмерное время $t^* = tD_1/x_0^2$. Из рисунков видно, что присутствие агрегатов в магнитной жидкости приводит к качественному изменению кривой $k_2(t)$. Так, наличие ступеньки на кривой $k_2(t)$ является признаком присутствия в растворе многочастичных агрегатов, а высота ступеньки несет информацию о доле агрегированных частиц. Влияние агрегатов на кривую $k_1(t)$ вполне заметное, но намного слабее, чем на кривую $k_2(t)$.

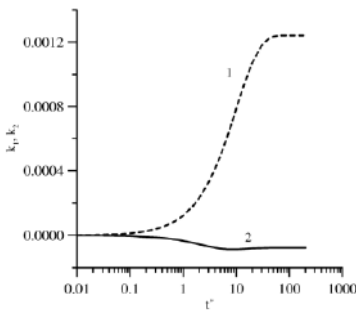


Рис. 1. Коэффициенты разложения концентрационного профиля по полиномам Лежандра в зависимости от времени. Агрегаты отсутствуют. Номера кривых соответствуют номеру коэффициента

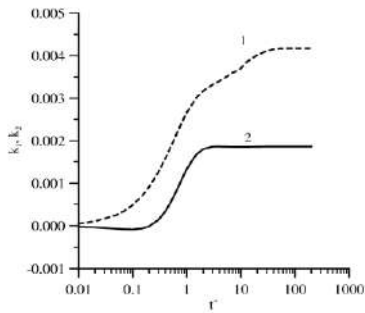


Рис. 2. Коэффициенты разложения концентрационного профиля по полиномам Лежандра в зависимости от времени. Агрегировано 9 % частиц

Сдвиг по времени между ступеньками на кривых $k_1(t)$ и $k_2(t)$ отражает разницу в коэффициентах диффузии одиночных частиц и аг-

регатив и может быть использован для оценки этой разницы. Сравнение одного из равновесных экспериментальных профилей с формулой (5) для двухфракционной модели приведено на рис. 3. Видно, что между этой моделью и экспериментом наблюдается хорошее согласие. Средний магнитный момент одиночных частиц, найденный подгонкой из (5), равен $2.1 \cdot 10^{-19} \text{ А} \cdot \text{м}^2$ и в пределах экспериментальной погрешности совпадает с найденным нами из магнитогранулометрического анализа ($2.1 \cdot 10^{-19} \text{ А} \cdot \text{м}^2$). Среднее число частиц в агрегате N оказалось равным 47. При коэффициенте случайной упаковки частиц в агрегате, близкому к предельному значению 0.6, диаметр равновеликого шара равен 60–70 нм. Этот результат совпадает с данными, полученными из анализа дисперсионных кривых для магнитной восприимчивости [7] и хорошо согласуется с данными, полученными из диффузионных методов [1]. На рис. 4 приведены результаты разложения концентрационных профилей в ряд (10) по полиномам Лежандра для одного из образцов. Значения N , m и φ_2 были взяты из статического профиля. Единственным подгоночным параметром было отношение полуосей вытянутого эллипсоида вращения, которым аппроксимировался агрегат. Это отношение оказалось равным 0.7, что означает преобладание агрегатов, которые в отсутствие поля имеют форму, близкую к сферической.

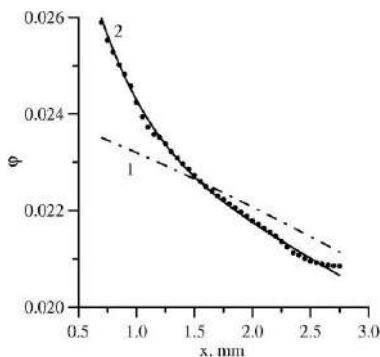


Рис. 3. Равновесное распределение частиц в ячейке. Кривая 1 соответствует формуле (3), кривая 2 – (5). Точки – эксперимент

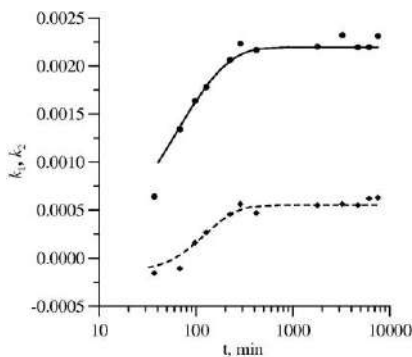


Рис. 4. Коэффициенты k_1 и k_2 как функции времени. Точки – эксперимент. Сплошная линия – $k_1(t)$, пунктирная – $k_2(t)$

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 10-01-96038).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Бузмаков В. М., Пшеничников А. Ф., Магнитная гидродинамика 22 (4), с.23-29, 1986.
2. Buzmakov V.M., Pshenichnikov A.F., J. Colloid Interface Sci., vol. 182., pp. 63-70, 1996.
3. Shliomis M. I., Lecture notes in physics. Edited by W. Kohler and S. Wiegand (Eds.). vol. 584, pp. 355-371, 2002.
4. Pshenichnikov A. F., et al. J. Magn. Magn. Mater., vol. 161, 1996.
5. Morozov K. I., J. Magn. Magn. Mater., vol. 122, pp. 98-101, 1993.
6. Happel J., Brenner H., Low Reynolds number hydrodynamics. Prentice-Hall, 1965.
7. Лахтина Е.В., Пшеничников А.Ф. Коллоидный журнал, 2006. Т. 68, № 3. с. 327-337.

КИНЕТИКА РОСТА ЦЕПОЧЕЧНЫХ СТРУКТУР В МАГНИТНЫХ СУСПЕНЗИЯХ

Костенко В.О. Зубарев А.Ю.

Уральский государственный университет им. А.М. Горького
620083, г. Екатеринбург, Ленина проспект, 51.



Костенко Владислав Олегович. В 2010 году защитил квалификационную работу на степень магистра наук по теме «Математическое и компьютерное моделирование агрегирования магнитных суспензий». Имеет одну научную публикацию, в том числе одну статью. В настоящее время является студентом магистратуры УрГУ.



Зубарев Андрей Юрьевич. Окончил физический факультет Уральского государственного университета и аспирантуру при математико-механическом факультете УрГУ. В 1986 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. В 1993 защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. С 1986 года и по настоящее время работает на кафедре математической физики.

Введение

Магнитореологические суспензии (МРС) представляют собой взвеси микронных намагничивающихся частиц в несущей жидкой среде. Под влиянием внешнего магнитного поля реологические и другие физические свойства этих систем могут изменяться вплоть до нескольких десятичных порядков величины. Такое поведение объясняется объединением намагничивающихся частиц в цепочечные, колончатые и другие гетерогенные структуры, вытянутые вдоль поля [1]. Оно вызывает большой интерес исследователей и находит все более активное применение в различных современных наукоемких технологиях. Очевидно, что возможности практического применения МРС во многом определяются темпом процессов структурообразования этих систем при изменении внешнего поля. Поэтому важно изучение кинетики процессов в этих системах.

По-видимому, первая модель кинетики образования и роста цепочечных агрегатов была предложена М.Дои [2]. Однако, как показано в [3], результаты этой модели далеки от результатов экспериментов. В работе [3] была развита модель кинетики образования цепочек в системах, подверженных броуновскому движению. Однако для большинства МРС броуновские эффекты подавлены.

Мы предлагаем модель кинетики образования цепочечных агрегатов в системах намагничивающихся неброуновских частиц.

1. Теоретическая модель

Рассмотрим суспензию одинаковых неброуновских намагничивающихся частиц, заполняющую плоскую щель в однородном внешнем поле H , перпендикулярном плоскости щели. Исходя из результатов экспериментов (см. [1]), предполагаем, что намагничивающиеся частицы объединяются в линейные цепочечные агрегаты, вытянутые вдоль поля H (рис. 1).

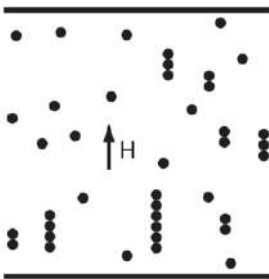


Рис. 1. Схематическое изображение рассматриваемой системы

Обозначим g_n число n -частичных цепочек в единице объёма суспензии. Будем исследовать зависимость этой функции от времени.

Для рассматриваемых суспензий с относительно небольшой концентрацией можно использовать следующие приближения:

- пренебрегаем разрушением цепочек вследствие теплового движения
- учитываем только парное взаимодействие цепочек, игнорируя эффекты одновременного взаимодействия трех и большего количества цепей
- полагаем, что цепочки вступают в контакт только полюсами и игнорируем боковое агрегирование
- предполагаем однородное пространственное распределение цепочек

В рамках сделанных предположений, эволюцию ансамбля цепочек будем описывать на основе кинетических уравнений Смолуховского:

$$\frac{dg_n}{dt} = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^{n-1} \alpha_{n-k,k} g_{n-k} g_k - g_n \left[\sum_{k=1}^{N-k} \alpha_{n,k} g_k + \alpha_{n,n} g_n \Theta(N-2n) \right] \quad (1)$$

где $\Theta(x)$ – функция Хэвисайда; α_{kn} – кинетический коэффициент объединения k и n частичных цепочек; N – максимальное число частиц в цепочке, определяемое толщиной щели.

Для определения кинетического коэффициента α_{kn} рассмотрим две цепочки, состоящие из k и n частиц соответственно (рис. 2).

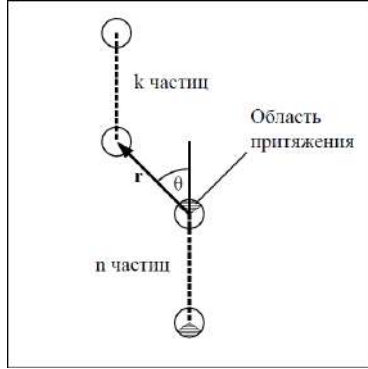


Рис. 2. Иллюстрация взаимодействующих цепочек

Обозначим J_{kn} поток k -частичных цепочек на n -частичную, т.е. $J_{kn} g_n$ это количество k -частичных цепочек, присоединяющихся к n -частичным за единицу времени в единице объема среды. В соответствии с определениями потока J_{kn} и коэффициента α_{kn} в (1), получаем

$$J_{kn} = \alpha_{kn} \cdot g_k \quad (2)$$

С другой стороны, мы можем представить этот поток в виде

$$J_{kn} = \int_{s_{attr}} G_k(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{v}_r(\mathbf{r}) ds. \quad (3)$$

Здесь s – элемент поверхности концевой частицы n -частичной цепочки, к которой присоединяется k -частичная (рис. 2); $\mathbf{v}_r(\mathbf{r})$ – радиальная относительная скорость сближения цепочек; s_{attr} – это часть поверхности концевой частицы, соответствующая притяжению цепочек. Основная проблема вычисления интеграла (3) состоит в том, что локальная концентрация $G_k(\mathbf{r})$ не известна.

Обозначим $a = d/2$ – радиус частицы. По порядку величины характерное расстояние R_{kn} между ближайшими частицами k и n частичных цепочек суспензии может быть оценено как

$$R_{kn} \sim a(\max(g_k; g_n))^{-1/3} \quad (4)$$

В силу закона сохранения числа частиц их поток через поверхность s_{attr} равен потоку через «поверхность притяжения» S_{attr} с радиусом R_{kn} . В качестве первого приближения естественно сопоставить локальную концентрацию $G_k(R_{kn})$ с объёмной концентрацией цепочек в суспензии g_k . Таким образом, мы приходим к выражению потока:

$$J_{kn} = g_k \int_{S_{attr}} v_r(R_{kn}) dS \quad (5)$$

Радиальная компонента скорости v_r может быть представлена в следующем виде

$$v_r = -\beta_{kn} \frac{\partial U_{kn}}{\partial r} \Big|_{r=R} \quad (6)$$

где U_{kn} – потенциальная энергия взаимодействия между цепочками, β_{kn} – коэффициент взаимной стоксовской гидродинамической подвижности цепочек, рассчитанный в приближении эллипсоидов вращения, аналитические выражения которого приведены в [5].

Мы будем пренебрегать эффектами взаимного подмагничивания частиц в цепочке. Тогда все частицы в цепочке имеют одинаковый магнитный момент m , равный магнитному моменту одиночной частицы в поле H . Воспользуемся классической формулой момента приведенной в [6]:

$$m = \frac{\pi \mu_0 d^3}{2} \frac{\mu_p - 1}{\mu_p + 2} H \quad (7)$$

μ_p – относительная магнитная проницаемость материала частицы

В этом приближении U_{kn} равна сумме энергий диполь-дипольных взаимодействий всех частиц взаимодействующих цепочек. Для упрощения оценки U_{kn} , используя метод мнимых зарядов, подробно рассмотренный в [1].

Объединяя соотношения (2) (5) и (8), мы приходим к следующей оценке:

$$\alpha_{kn} = \int_{S_{attr}} \frac{\beta_{kn}}{4\pi\mu_0} \left(\frac{m}{d}\right)^2 \Psi(r, \theta) dS \quad (8)$$

Подставляя (7) в (8) и, далее, в (1), мы приходим к окончательной математической формулировке модели эволюции ансамбля цепочек. Предполагая, что в начальный момент все частицы находились в

изолированном состоянии, приходим к следующему начальному условию задачи (1):

$$t = 0, \quad g_n = \frac{1}{V} \varphi \delta_{nk} \quad (9)$$

где V – объем частицы, а δ_{nk} – символ Кронекера.

Задача (1),(9) может быть решена численно.

2. Компьютерный эксперимент

Для проверки анализа и уточнения математической модели мы использовали простую для вычислений двумерную модель МРС, в рамках которой одинаковые дискообразные частицы находятся в плоскости, параллельной внешнему полю H .

В отличие от аналитической модели, магнитное диполь-дипольное взаимодействие учитывается для всех частиц со всеми. Гидродинамическим взаимодействием между частицами пренебрегаем. В безинерционном приближении, справедливом для описания движения микронных частиц в вязкой жидкости, уравнение движения i -ой частицы может быть записано так:

$$\frac{d\mathbf{r}_i}{dt} = \frac{1}{3\pi\eta d} \left(\sum_{j \neq i} (\mathbf{F}_m^{i,j} + \mathbf{F}_{st}^{i,j}) \right) \quad (10)$$

Здесь \mathbf{r}_i – радиус-вектор i -ой частицы; $\mathbf{F}_m^{i,j}$ и $\mathbf{F}_{st}^{i,j}$ – магнитная и стерическая силы взаимодействия между i -ой и j -ой частицами.

Радиальная и тангенциальная составляющая силы магнитного взаимодействия частиц вычисляются так:

$$F_{m,r}^{i,j} = \frac{3m_i m_j}{4\pi\mu_0} \frac{1 - 3\cos^2 \theta}{r_{i,j}^4} \quad F_{m,\theta}^{i,j} = -\frac{3m_i m_j}{4\pi\mu_0} \frac{2\sin\theta \cos\theta}{r_{i,j}^4} \quad (11)$$

Здесь $r_{i,j}$ – длина радиус-вектора, соединяющего центры i -ой и j -ой частиц; m_i, m_j – их магнитные моменты; θ – угол между H и $r_{i,j}$.

В компьютерном эксперименте участвовало порядка 8000 частиц, для которых численно решались уравнения (10). В начальный момент времени предполагалось хаотическое распределение частиц в плоскости. Вязкость несущей жидкости, размер частиц и напряженность магнитного поля выбирались соответствующими типичным МРС.

3. Сравнение результатов математической модели и компьютерного эксперимента

В рамках погрешности вычислений, результаты компьютерного эксперимента можно рассматривать практически как точные.

Чтобы адаптировать трехмерную модель, представленную ранее, к двумерной постановке задачи, нужно, во-первых, вместо объемной доли φ сферических частиц использовать поверхностную долю модельных дисков f . Во-вторых, характерное расстояние R_{kn} между ближайшими частицами взаимодействующих цепочек сейчас следует оценить как

$$R_{kn} \sim a(\max(g_k; g_n))^{-1/2} \quad (12)$$

В-третьих, при вычислении потока J_{kn} , в выражении аналогичном (5), следует интегрировать v_r по дуге l_{attr} окружности радиуса R_{kn} , где цепочки притягиваются. Наконец, вместо объема V частицы использовать площадь S диска, моделирующего частицу.

Выражения для коэффициента взаимной гидродинамической подвижности β_{kn} , скорости сближения частиц v_r , а также для магнитного момента m , как в компьютерном эксперименте, так и в двумерной модификации аналитической модели, использовали в форме, полученной ранее для трехмерного случая.

Сравнение результатов экспериментального моделирования и расчетов по аналитической двумерной модели представлены на рис. 4.

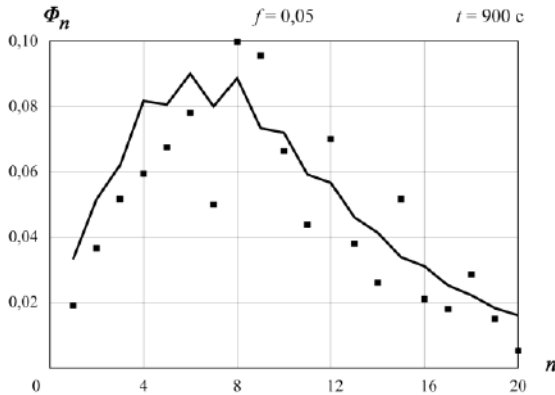


Рис. 4. Распределение относительной площадной доли n – частичных цепочек $\Phi_n = g_n(t_1)nS/f$ по числу частиц в цепочке n для момента времени t . Линия – результаты расчета по аналитической модели. Точки – вычислительный эксперимент

Выводы

В работе предложена математическая модель кинетики эволюции цепочечных структур в суспензии неброуновских намагничивающихся частиц во внешнем магнитном поле. Несмотря на сильные упрощения, результаты расчетов по этой модели находятся в хорошем соответствии с результатами вычислительного эксперимента для двумерной модели суспензий, в которых поверхностная концентрация частиц не превосходит нескольких процентов. Поэтому предложенная модель может служить основой для количественного описания кинетики структурирования в слабо и умеренно концентрированных МРС неброуновских частиц. Поскольку в рассмотренной модели игнорируются ветвистые и объемные агрегаты, она не может быть применена к концентрированным суспензиям, для которых типично появление таких объемных структур.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Bossis G., Volkova O., Laci S., Meunier A. // in *Ferrofluids Magnetically Controlable Fluids and Their Applications*, Ed. S.Odenbach. Springer 2002.
2. Блум Э., Майоров М., Цеберс А.О. *Магнитные жидкости*. Рига, Зинатне, 1989.
3. Bossis G., Métayer C., Zubarev A. Yu. // *Phys.Rev.E*, 2007, V. 76. P. 041401.
4. Iskakova L.Yu., Romanchuk A.P., Zubarev A.Yu. // *Physica A.*, 2006 V. 366. P.18.
5. Хаппель Дж., Бреннер Г.// *Гидродинамика при малых числах Рейнольдса*. М.Мир.1976.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.// *Электродинамика сплошных сред*. М.Наука, 1982.
7. Самарский А. А., А. В. Гулин *Введение в численные методы*. М. Наука, 1989..
8. Эндрюс Г. Р. *Основы многопоточного, параллельного и распределенного программирования*. М. Вильямс, 2003.

СТРУКТУРНЫЙ ФАКТОР ФЕРРОЖИДКОСТЕЙ С ЦЕПОЧЕЧНЫМИ АГРЕГАТАМИ: ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Пьянзина Е.С.

Уральский государственный университет имени А. М. Горького
620083, Свердловская область, г. Екатеринбург, ул. Ленина, д. 51.

Факс: +7(343)3507401; E-mail: Elena.Pyanzina@usu.ru



Пьянзина Елена Сергеевна является ассистентом кафедры математической физики, математико-механического факультета Уральского государственного университета. Имеет около 30 публикаций, в том числе 6 статей в российских и иностранных научных журналах. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФИ, Министерства образования и науки РФ, грантом фонда “Династия”, а также стипендиями Президента и Правительства РФ для аспирантов.

1. Введение

Магнитные жидкости – это системы, состоящие из магнитных наночастиц, взвешенных в жидких носителях, обладающие сложной внутренней структурой. В них возможно образование различных микроструктур: цепочек из наночастиц, фрактальных кластеров, микрокапель и т. д. Для изучения микроструктуры феррожидкости существует множество различных методик, одной из которых является малоугловое нейтронное рассеяние (например, см. [1]). В рамках данного метода можно получить так называемый структурный фактор, который представляет собой отношение интенсивности рассеяния нейтронов на образце $I(\vec{q})$, к интенсивности рассеяния на “идеальном” образце (без межчастичных корреляций) $I_0(\vec{q})$:

$$S(\vec{q}) = \frac{I(\vec{q})}{I_0(\vec{q})}, \quad (1)$$

где \vec{q} – это волновой вектор. Величина $S(\vec{q})$ может быть получена также и в теоретическом исследовании как Фурье-образ радиальной функции распределения $g(\vec{r})$ [2]:

$$S(\vec{q}) = 1 + \rho \int (g(\vec{r}) - 1) \exp(-i\vec{q} \cdot \vec{r}) d\vec{r}. \quad (2)$$

Здесь ρ – это числовая плотность магнитных частиц, а i – комплексная единица.

Зная радиальную функцию распределения можно вычислить структурный фактор. Таким образом, основной задачей в теории является вычисление функции $g(\vec{r})$ в зависимости от того, какие микро-структуры являются преобладающими в системе. Кроме того, наличие внешнего магнитного поля будет вносить анизотропию в систему, тем самым, усложняя вычисление радиальной функции распределения.

Для умеренно концентрированных феррожидкостей с сильным магнитным диполь-дипольным взаимодействием (λ – интенсивность данного взаимодействия) преобладающими микро-структурами являются цепочки из магнитных частиц. Для таких систем было исследовано поведение структурного фактора для моно и бидисперсных случаев в отсутствие внешнего магнитного поля [3]. Естественным продолжением этой работы является попытка учета влияния внешнего магнитного поля. Таким образом, целью данной работы было вычисление радиальной функции распределения и структурного фактора феррожидкости с цепочечными агрегатами в магнитном поле.

2. Теоретическая модель

Рассматривается монодисперсная феррожидкость (все частицы имеют одинаковый размер), в которой могут образовываться цепочки различной длины. Для поиска распределение цепочек по размерам в термодинамическом равновесии используется метод минимизации функционала плотности свободной энергии системы. Данный функционал имеет следующий вид:

$$F(H) = F(H) + kT \sum_{n=1}^{\infty} g_n(H) \times \left[\ln \frac{g_n(H)v}{e} - \ln Q_n(H) \right], \quad (3)$$

где k – константа Больцмана; T – температура; $g_n(H)$ – концентрация цепочек, состоящих из n частиц; $Q_n(H)$ – конфигурационный интеграл цепочки; v – объем частицы; H – внешнее магнитное поле.

Основной сложностью здесь является вычисление конфигурационного интеграла, однако в работе [4] был представлен алгоритм для его вычисления. Первое слагаемое, входящее в функцию $F(H)$, представляет собой свободную энергии идеального парамагнитного газа частиц, второе слагаемое – свободная энергия смеси цепочек разной длины. Взаимодействие между цепочками не рассматривается, а в цепочке учитывается взаимодействие только между ближайшими соседями. Общее число частиц в системе остается постоянным:

$$\rho = \sum_{n=1}^{\infty} g_n(H)n. \quad (4)$$

Минимизируя функционал (3) при балансовом ограничении (4) можно получить выражение для равновесного распределения цепочек по размерам в зависимости от внешнего магнитного поля. После этого можно приступить к построению радиальной функции распределения. Понятно, что первой попыткой было использовать алгоритм, полученный в случае нулевого поля, который состоит в следующем. Поскольку взаимодействие между цепочками не рассматривается и система достаточно разбавлена, можно считать, что цепочки распределены по объему равномерно, и учитывать только расстояния, содержащиеся внутри цепочки. Все эти расстояния будут кратны некоторому среднему расстоянию между двумя соседними частицами. В первом приближении можно считать, что это диаметр. Однако подробное исследование [3] показало, что на самом деле, характерным расстоянием в цепочке (расстоянием, соединяющим две соседние частицы) является не диаметр, а некоторое расстояние $\tilde{\sigma}$, обусловленное балансом между притяжением (диполь-дипольное взаимодействие) и отталкиванием (стерическое взаимодействие) между соседними частицами. Зная это расстояние можно приступить к подсчету всех расстояний, существующих в цепочках. Например, в цепочке длины четыре содержится 3 расстояния, кратных $\tilde{\sigma}$, два расстояния, кратных $2\tilde{\sigma}$ и одно расстояние, кратное $3\tilde{\sigma}$. Постольку количество цепочек длины 4 известно, то и количество всех указанных расстояний по всем цепочкам вычислить не представляет особой сложности. Проводя эти рассуждения для всех расстояний во всех цепочках, можно посчитать их количество. Далее, проводя определенные усреднения (следуя алгоритму, описанному в [5]), можно получить радиальную функцию распределения и вычислить структурный фактор.

Магнитное поле вносит анизотропию в систему, поэтому естественным образом возникает два случая: параллельно и перпендикулярно полю. Начнем со случая параллельного полю. Цепочки стараются выстроиться по направлению поля, поэтому система, спроектированная на направление поля, снова является системой из цепочек. Значит можно подсчитать количество различных расстояний, встречающихся в цепочках. Только теперь характерное расстояние $\tilde{\sigma}$ будет зависеть не только от сил притяжения и отталкивания, но и от величины магнитного поля. Для его нахождения нужно вычислить среднюю проекцию радиус-вектора, соединяющего две частицы, на направление магнитного поля:

$$\left\langle pr_H r_{ij} \exp\left(-\frac{U_d + U_s + U_m}{kT}\right) \right\rangle \quad (5)$$

Угловые скобки в выражении (5) означают усреднение положения магнитного момента второй частицы, относительно первой, а также усреднение по всевозможным направлениям цепочки относительно внешнего магнитного поля. Зная данную проекцию (элементарный “кирпичик” цепочки) и распределение частиц по размерам, можно вычислить радиальную функцию распределения и структурный фактор. Для этого используется тот же алгоритм, что и в случае нулевого поля, описанный выше. Однако, в отличие от изотропного случая, свернуть суммы, входящие в $S(q)$ в единую формулу (см. [3]) не удастся и приходится считать их напрямую.

В случае перпендикулярного поля ситуация совсем другая. Было выдвинуто предположение, что при проектировании цепочек на плоскость, перпендикулярную полю, они образуют гексагон. Среднее расстояние в нем определяется через среднее число цепочек. Таким образом, возникает задача нахождения $g(\vec{r})$ гексагона, а также количества дополнительных вкладов от расстояний внутри цепочки.

3. Результаты

Рассмотрим монодисперсные системы со следующими параметрами: $\lambda = 2, 3, 4$ и $\varphi = 0.03, 0.07$ (здесь φ – это объемная концентрация магнитных частиц, а λ – интенсивность диполь-дипольного взаимодействия). Для описания магнитного поля используется параметр Ланжевена $\alpha = mH/kT$, являющийся отношением энергии взаимодействия магнитного момента частицы с полем, к тепловой энергии. На Рис. 1 приведен структурный фактор, параллельный полю: сплошные линии – $\alpha=1$, пунктирные – $\alpha=6$.

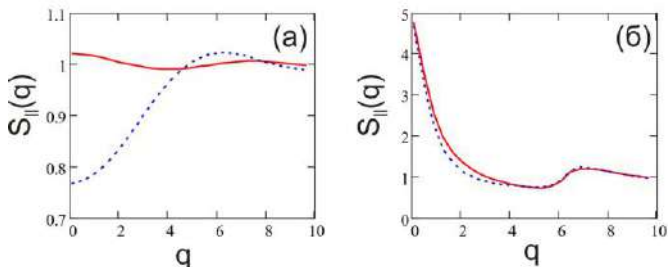


Рис. 1. Структурный фактор, параллельный полю. Сплошные линии – $\alpha=1$, пунктирные – $\alpha=6$. (а): $\lambda=2$, $\varphi=0.07$; (б): $\lambda=4$, $\varphi=0.07$

В случае (а) $\lambda=2$, $\varphi=0.07$, а для (б): $\lambda=4$, $\varphi=0.07$. Видно, что при малом λ с увеличением поля происходит изменение структурного фактора от практически однородного к имеющему некоторую анизотропию. Это гово-

рит о том, что небольшого поля ($\alpha=1$) недостаточно для образования устойчивых цепочек, поскольку мелкие частицы сильно подвержены хаотическому тепловому движению. И только сильное поле способно удерживать их вместе. Для случая же крупных частиц (рис. 1б) даже небольшого поля достаточно для образования устойчивых (в термодинамическом смысле) цепочек и дальнейшее увеличение поля не приводит к кардинальному изменению ситуации. Также интересным является вопрос о существовании предельного перехода при поле, стремящемся к бесконечности. В этом случае, можно использовать как подход, основанный на распределение цепочек в произвольном поле, так и использовать распределение, в котором выражение для конфигурационного интеграла полностью факторизуется и выражение для $S(q)$ может быть посчитано полностью аналитически, как и в работе [3] ($S(q)_{inf}$).

Проведенный анализ данных двух таких теоретических подходов показал, что местоположение пика $S(q)_{inf}$ все время сдвинуто в сторону меньших q , которые соответствуют большим расстояниям g . То есть, среднее расстояние в цепочке в бесконечном поле больше, ведь чтобы "вытянуть" частицы в цепочке нужно именно бесконечное поле. И проекция (5) для $\alpha=6$ тоже не равна диаметру, а составляла около 90 процентов от него. Высота же пика у $S(q)_{inf}$ все время больше, но с ростом λ высоты пиков становятся практически одинаковыми. Для больших λ цепочки "охотнее" образуются уже при малых полях и далее, при увеличении поля, особого их роста не происходит (для примера см. рис. 2а, сплошная линия – $S(q)$, пунктирная – $S(q)_{inf}$, $\lambda=4$, $\varphi=0.03$). Для частиц с маленьким λ требуется достаточно большое поле, чтобы удерживать их вместе и противостоять тепловому движению.

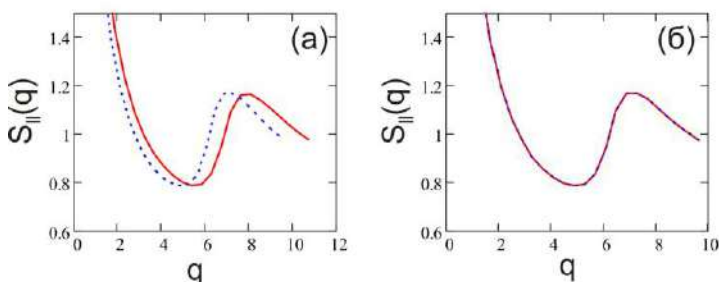


Рис. 2. Структурный фактор параллельно полю. Сплошные линии – $S(q)$, пунктирные – $S(q)_{inf}$. $\lambda = 4$, $\varphi = 0.03$. (а) $\alpha = 6$, (б) $\alpha = \text{«бесконечности»}$

Теперь рассмотрим случай “бесконечного поля”, который изображен на рис. 2,б. Как видно из рисунка, вычисленный двумя способами, структурный фактор идентичен один другому. И такое совпадение данных

наблюдается для всего диапазона исходных параметров (ϕ и λ). Это говорит о существовании предельного перехода и позволяет надеяться на работоспособность разработанной модели для случая, параллельного полю. В случае перпендикулярного поля пока не удалось однозначно интерпретировать полученные данные, однако первоначальное исследование позволяет сделать вывод, что с ростом поля среднее расстояние в гексагоне увеличивается, что говорит о том, что цепочки удлиняются, а их общее количество уменьшается, что является вполне разумным.

4. Заключение и дальнейшие планы

В данной работе представлен метод вычисления радиальной функции распределения и структурного фактора монодисперсной феррожидкости с цепочечными агрегатами во внешнем магнитном поле. Данная задача разбилась на две: параллельно полю и перпендикулярно полю. В первом случае было показано, что при малых λ с увеличением поля происходит качественное изменение структурного фактора, а для больших значений λ такого не наблюдается. Также существует предельный переход между двумя теоретическими моделями описания случая бесконечно сильного поля. Для случая перпендикулярного поля, было высказано предположение о том, что цепочки образуют гексагон, вершинами которого служат проекции цепочек на плоскость, перпендикулярную направлению поля. Было показано, что с ростом поля среднее расстояние в гексагоне увеличивается. Однако оба этих случая требуют проверки, например, путем сравнения с данными компьютерного эксперимента. В настоящий момент автором ведется активная работа в данном направлении, совместно с коллегами, занимающимися постановкой компьютерного эксперимента.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 08-02-00647-а), гранта АВЦП №2.1.1/1535, ФАНИ г/к 02.740.11.0202, гранта CRDF № PG07-005-02, гранта Президента для молодых кандидатов наук (МК-6415.2010.2).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. D. Bica, L. Vekas, M.V. Avdeev, O. Marinica, V. Socoliuc, M. Balasoiu, and V.M. Garamus J. Magn. Magn. Mater. 311 (1) (2007) 17.
2. Р. Балеску Равновесная и неравновесная статистическая механика //И. Мир, Москва, 1987
3. E. Pyanzina, S. Kantorovich, J. J. Cerda, A. Ivanov, C. Holm Mol. Physics 107 N 4-6 (2009) 571.
4. V. S. Mendelev and A.O. Ivanov Phys. Rev. E 70 (2004) 051502
5. M.P. Allen, D.J. Tildesley Computer simulation of liquids // Clarendon, Oxford, 1987.

О ТЕРМОДИНАМИКЕ ПРОЦЕССА ОБРАЗОВАНИЯ НАНОМАСШТАБНЫХ СЛОЕВ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Чеканов В.В.

Ставропольский государственный университет
355009, г. Ставрополь, ул. Пушкина, 1. Факс: (8652)354033;
E-mail: fmf@stavsru

Бондаренко Е.А.

Ставропольский государственный университет
355009, г. Ставрополь, ул. Пушкина, 1. Факс: (8652)354033;
E-mail: fmf@stavsru

Кандаурова Н.В.

Северо-Кавказский гуманитарно-технический институт

Чеканов В.С.

Северо-Кавказский государственный технический университет



Чеканов Владимир Васильевич в 1986 г. защитил докторскую диссертацию «Магнетизм малых частиц и их взаимодействие в магнитных коллоидах». В настоящее время является профессором кафедры общей физики, научным руководителем научной школы «Физика магнитных жидкостей» в СГУ. Имеет более 200 научных публикаций, 30 авторских свидетельств на изобретения и 1 патент. Руководитель гранта по программе «Фундаментальные исследования высшей школы в области естественных и гуманитарных наук. Университеты России» (№ УР.01.01.069.) Является членом двух докторских Диссертационных Советов.



Бондаренко Елена Александровна окончила СГУ в 1990 году. В 2001 г. защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук на тему: «Механизм формирования многослойной структуры магнитной жидкости в приэлектродной области». В настоящее время работает доцентом кафедры общей физики СГУ. Автор 40 научных работ, имеет 2 патента на изобретение. Исполнитель гранта № УР.01.01.069.

На сегодняшний день у исследователей не сложилось единого мнения о физической модели процесса образования плотноупакованного слоя наноразмерных частиц магнетита вблизи электродов при воздействии постоянного электрического поля на плоский конденса-

тор, заполненный магнитной жидкостью (МЖ). Данная модель должна объяснить причины удержания частиц на электродах, а также причину конечного значения толщины, образующихся слоев.

В предложенных ранее термодинамических моделях данного процесса [1, 2] рассматривалось изменение свободной энергии конденсатора, заполненного n -слойным диэлектриком с проводимостью. В данной работе будем рассматривать изменение свободной энергии самого диэлектрика (МЖ, заполняющей плоский конденсатор) в электрическом поле.

Известно [3], что электрическая часть термодинамического потенциала $\Phi_{эл}$ (полной свободной энергии) диэлектрика, помещенного в однородное электрическое поле плоского конденсатора, определяется

$$\Phi_{эл} = -\frac{\varepsilon_0}{2}(\varepsilon - 1)\varepsilon E^2 Sl \quad (1)$$

где l – толщина диэлектрика, $E = \frac{U}{l}$ – напряжённость поля, U – напряжение на электродах, S – площадь электродов.

Формула (1) записана при условии, что независимыми переменными являются заряды пластин и из полного термодинамического потенциала вычтена энергия электрического поля заряженных пластин. В связи с тем, что в эксперименте на пластинах конденсатора поддерживается постоянная разность потенциалов от внешнего источника, целесообразно записать электрическую часть термодинамического потенциала в виде

$$\Phi_{эл} = -\frac{\varepsilon_0}{2}\varepsilon E^2 Sd \quad (2)$$

Для многослойного диэлектрика соотношение (2) легко обобщается

$$\Phi_{эл} = \sum_{i=1}^n \Phi_{эли} = -\frac{\varepsilon_0 S}{2} \sum_{i=1}^n \varepsilon_i E_i^2 d_i, \quad (3)$$

где n – число слоёв, E_i – напряжённость поля в i -ом слое, d_i – толщина i -го слоя.

Эквивалентная схема ячейки с МЖ в электрическом поле в стационарном состоянии, после образования слоев, может быть представлена в виде последовательно соединенных участков, содержащих параллельно соединенные конденсатор и резистор (рис. 1). На рисунке R_1, R_3 – сопротивления приэлектродных слоёв МЖ, R_2 – сопротивление жидкости в межэлектродном пространстве.

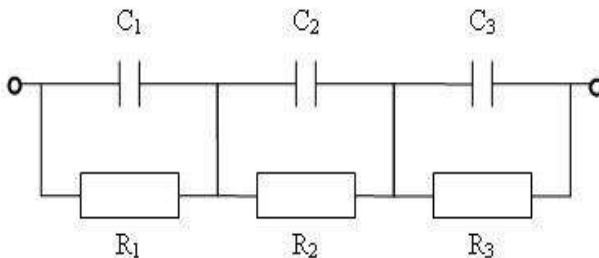


Рис. 1. Эквивалентная схема конденсатора с МЖ

Считаем слои однородными по электрическим свойствам - диэлектрической проницаемости ε_i и сопротивлению R_i . Сопротивление i -го слоя $R_i = \rho_i \frac{d_i}{S}$, $i = 1, 2, 3$, S - площадь электродов, C_1 , C_3 , C_2 - эквивалентные конденсаторы, отвечающие за накопление энергии в приэлектродных слоях и межэлектродном пространстве соответственно, толщина слоёв d_1 , d_3 , $d_2 = l - 2d_1$, где l - расстояние между электродами.

В стационарном режиме, когда ток проводимости через конденсатор не изменяется, плотность тока j постоянна

$$E_i = \rho_i j; \quad j = \frac{U}{RS} = \frac{U}{\sum_{i=1}^n \rho_i d_i}, \quad (4)$$

где R - полное сопротивление, U - напряжение на электродах, ρ_i - удельное сопротивление i -ого слоя. Подставив (3) в (2) получаем

$$\Phi_{эл} = -\frac{\varepsilon_0 U^2 S}{2} \cdot \frac{\sum_{i=1}^n \varepsilon_i \rho_i^2 d_i}{\left(\sum_{i=1}^n \rho_i d_i \right)^2} \quad (5)$$

Для простоты рассмотрим приэлектродные слои одинаковые по толщине и электрическим свойствам. Будем считать слои частиц сплошной средой с удельным сопротивлением ρ . Они представляют

собой слои МЖ с объемной концентрацией частиц порядка 30 %, что соответствует плотной упаковке частиц с оболочкой одинакового размера. Диэлектрическую проницаемость слоев ε_1 и ε_3 , рассчитанную по формуле Бругемана для подобных систем [4], принимаем равной 6, диэлектрическую проницаемость межэлектродного пространства – 2. Удельное сопротивление приэлектродных слоев определяли по вольт-амперной характеристике конденсатора с МЖ, используя соотношение

$$R = \frac{U}{I} = \frac{1}{S} (\rho_1 d_1 + \rho_2 d_2 + \rho_3 d_3) \quad (\text{см. рис. 1}).$$

Здесь ρ_2 – удельное сопротивление МЖ в межэлектродном пространстве, измеренное на частоте 1000 Гц. Для МЖ с объемной концентрацией частиц 10^{-3} - $\rho_2 = 10^8$ Ом·м. Толщина приэлектродных слоев $d_1 = d_3$ измерена эллипсометрическим методом [5] и для напряжений от 2 до 10 В принимает значения от $2 \cdot 10^{-8}$ м до $2 \cdot 10^{-7}$ м. Считая, что ρ_2 не зависит от расстояния между электродами получили $\rho_1 = \rho_3 = 10^{11}$ Ом·м. Аналогичные значения получены по ампервольтным характеристикам конденсатора.

В стационарном случае термодинамический потенциал $\Phi_{эл}$ принимает минимальное значение. Накопление энергии происходит в эквивалентных конденсаторах, диссипация её – в резисторах $R_1 - R_3$.

Из графика зависимости термодинамического потенциала $\Phi_{эл}$ от толщины слоя «налипших» на электрод частиц d_1 , показанном на рисунке 2, видно, что с изменением напряжения минимум термодинамического потенциала изменяется, а величина d_1 , приходящаяся на этот минимум, для различных напряжений, одинакова (на рисунке d_1 измерено в см).

Покажем на графиках количество частиц с термодинамическим потенциалом, величина которого $\Phi_{min} - kT$. На рисунке это заштрихованные части графиков, из которых видно, что чем меньше напряжение на электродах, тем большее количество «прилипших» частиц может быть «оторвано» тепловым движением. Энергия теплового движения будет существенна лишь при малых напряжениях (меньше 1 В). По смещению точек A_i видно, как меняется толщина образованного на электродах слоя от напряжения. Полученная зависимость толщины слоя от напряжения на электродах качественно аналогична экспериментальной зависимости полученной в работе [5].

Запишем электрическую часть термодинамического потенциала Гиббса, так как она является аддитивной функцией числа частиц в

приближении их одинаковости. По определению химический потенциал частиц в разных слоях конденсатора с МЖ

$$\mu_i = \left. \frac{\partial \Phi_{эли}}{\partial N} \right|_{p,T} \quad (6)$$

N – число частиц в граничном слое.

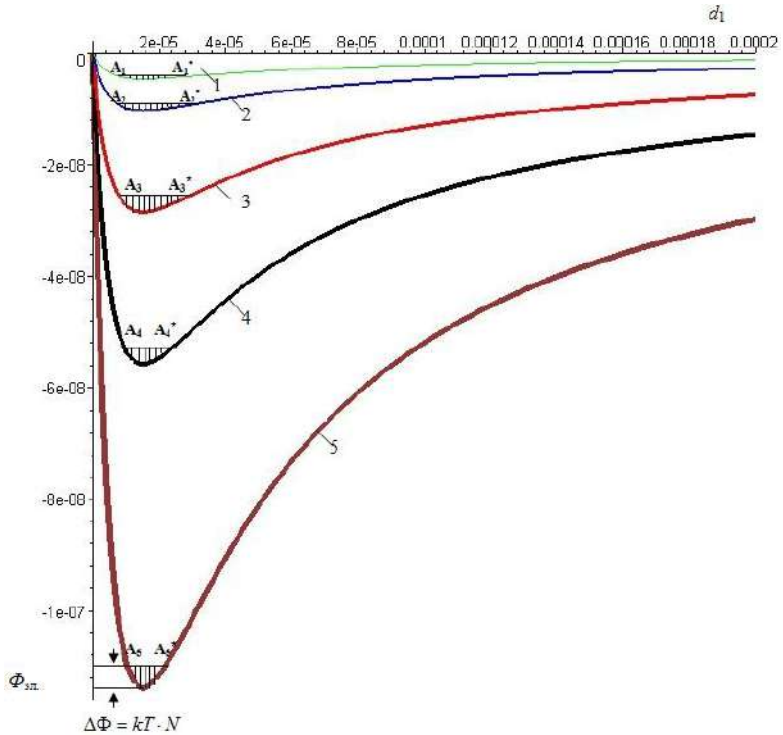


Рис.2. Зависимость термодинамического потенциала от толщины слоя при разных значениях напряжения:

1 - при $U=1B$, 2- при $U=3B$, 3 - при $U=5B$, 4 - при $U=7B$, 5 - при $U=10B$

В установившемся режиме число частиц в слоях не изменяется

$$\mu_1 = \mu_2 \quad \mu_2 = \mu_3 \Rightarrow \mu_1 = \mu_3 \quad (7)$$

Легко видеть, что из (5), (6) и (7) $\frac{d_1}{d_3} = \frac{\rho_3^2}{\rho_1^2}$. Эксперименталь-

но [5], толщина слоев у противоположных электродов отличается в 1,5-2 раза, следовательно, проводимости приэлектродных слоев также должны отличаться.

Данные выводы сделаны в предположении о том, что концентрация частиц в слое d_2 в результате образования слоев 1 и 3 изменяется незначительно. Если же число частиц $N_{1,3} = n_{1,3}S(d_1 + d_3)$, образовавших в электрическом поле слои d_1 и d_3 , сравнимо с числом частиц в ячейке до включения поля $N_0 = n_0Sl$, то при рассмотрении термодинамики процесса необходимо учитывать изменение химического потенциала частиц в слое d_2 после включения поля. По определению

$$\mu = \psi(\rho, T) + kT \ln \frac{n_2}{n_0}, \text{ т.е. } \ln \frac{n_2}{n_0} \neq 0.$$

Обратим внимание на то, что в этом случае толщины слоев 1 и 3 будут меньше, чем без учета изменения концентрации частиц в слое 2.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Чеканов В.В., Кандаурова Н.В., Бондаренко Е.А. Математическое моделирование взаимодействия слоя коллоидных частиц, покрытых оболочкой с электродами // Математическое моделирование в научных исследованиях: Материалы Всерос. науч. конф. 2000. Ч.1. С. 166 – 170.
2. Чеканов В.В., Бондаренко Е.А., Гетманский А.А. Динамика образования и разрушения слоя наночастиц вблизи электрода в электрическом поле // Нанотехника, 2009 – т.17. - вып.1. с.83-90.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. - М.: Наука, 1982. - 620 с.
4. Эмульсии / Под ред. Ф. Шермана. Пер. с англ. под ред. А. А. Абрамзона. – Л.: Изд-во «Химия», 1972. – 448 с.
5. Чеканов В.В., Бондаренко Е.А., Дискаева Е.Н. Электрофизические и оптические свойства приэлектродного слоя магнитной жидкости// Сб. науч. тр. 12 Междунар. конф. по магнитным жидкостям. Плес, 2006. С. 91- 96.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧЕТВЕРТОГО ВИРИАЛЬНОГО КОЭФФИЦИЕНТА В РАЗЛОЖЕНИИ СВОБОДНОЙ ЭНЕРГИИ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Елфимова Е.А., Епифанов Ю.А.

Уральский государственный университет им. Горького
620083, г. Екатеринбург, ул. Ленина 51. Факс: 8-343-3507401

Е-mail: Ekaterina.Elfirmova@usu.ru

Елфимова Екатерина Александровна окончила математико-механический факультет Уральского государственного университета А.М.Горького в 2000 году. В 2006 году защитила кандидатскую диссертацию на тему «Фрактальные агрегаты в коллоидных дисперсиях». В настоящее время является доцентом кафедры математической физики Уральского государственного университета им. А.М.Горького.

Епифанов Юрий Александрович студент 5-го курса математико-механического факультета Уральского государственного университета им. А.М.Горького.

Основной метод изучения равновесных свойств коллоидных дисперсий состоит в вычислении статистической суммы $Z(T, V, N)$, которая зависит от температуры системы T , количества дисперсных частиц N , заключенных в объеме V . С помощью статистической суммы могут быть определены все термодинамические величины [1,2]: давление, теплоемкость, внутренняя энергия и т.п. В факторизованном выражении $Z = Z_{ид}Q$ отдельно выделяется статистическая сумма идеального больцмановского газа $Z_{ид}$ и конфигурационный интеграл Q , характеризующий межчастичные корреляции в системе. Отклонение термодинамических свойств коллоидной системы от идеальных определяется через конфигурационный интеграл Q :

$$F = -kT \ln Q,$$

где F – конфигурационная часть свободной энергии; kT – тепловая энергия.

Таким образом, для описания термодинамических свойств магнитных жидкостей необходимо вычислить конфигурационный интеграл системы феррочастиц при учете всех межчастичных взаимодействий. Традиционно, для моделирования свойств магнитных жидкостей широко используется система монодисперсных дипольных твер-

дых сфер, в которой потенциал взаимодействия между i и j ферро-частицами определяется суммой двух потенциалов: $U_{hs}(i, j)$ – потенциалом взаимодействия твердых сфер и $U_{dip}(i, j)$ – диполь-дипольным потенциалом. В свою очередь, конфигурационная часть свободной энергии может быть также представлена аддитивно:

$$F = -kT \ln(Q_{hs}) - NkT\Delta F,$$

где первое слагаемое описывает взаимодействия в системе твердых сфер, второе определяет вклад диполь-дипольного потенциала в конфигурационную часть свободной энергии.

Использование аппарата статистической физики и методов термодинамической теории возмущений позволило определить ΔF в виде вириального ряда по объемной концентрации феррочастиц φ [3]:

$$\Delta F(\lambda, \varphi) = \varphi \left(\frac{4}{3} \lambda^2 + \frac{4}{75} \lambda^4 \right) + \varphi^2 \left[\left(2 \ln 2 + \frac{1}{3} \right) \lambda^2 - \frac{10}{9} \lambda^3 - 0.34194 \lambda^4 \right] + \varphi^3 0.96724 \lambda^2, \quad (1)$$

где λ параметр диполь-дипольного взаимодействия, значение которого равно отношению магнитной энергии контактирующих феррочастиц к тепловой.

В формуле (1) второй и третий вириальные коэффициенты ($\sim \varphi$ и $\sim \varphi^2$ соответственно) определены с точностью до $\sim \lambda^4$. Четвертый вириальный коэффициент ($\sim \varphi^3$) известен только до второго порядка по параметру диполь-дипольного взаимодействия $\sim \lambda^2$. Как было показано в работе [3] аналитическая зависимость (1) и результаты компьютерного моделирования [4] хорошо согласуются, однако в области высоких концентраций и интенсивных диполь-дипольных взаимодействий имеются отклонения теоретических результатов (1) от данных компьютерного эксперимента. В настоящей работе делается попытка уточнения формулы (1) в рамках вычисления четвертого вириального коэффициента третьего порядка по интенсивности диполь-дипольного взаимодействия $\sim \varphi^3 \lambda^3$.

Формально, слагаемое порядка $\sim \varphi^3 \lambda^3$ можно представить в виде суммы двух слагаемых [2]:

$$\mathfrak{S} = \mathfrak{S}_1 + \mathfrak{S}_2 \quad (2)$$

$$\mathfrak{S}_1 = \frac{1}{2v^3V\lambda^3} \int d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 d\mathbf{r}_3 d\mathbf{r}_4 f_{hs}(1,4) f_{hs}(3,4) \exp\left(\frac{-U_{hs}(1,2)}{kT}\right) \times \\ \times \exp\left(\frac{-U_{hs}(2,3)}{kT}\right) \exp\left(\frac{-U_{hs}(3,1)}{kT}\right) \left\langle \frac{-U_{dip}(1,2)}{kT} \cdot \frac{-U_{dip}(2,3)}{kT} \cdot \frac{-U_{dip}(3,1)}{kT} \right\rangle_{123}, \quad (3)$$

$$\mathfrak{S}_2 = \frac{1}{6v^3V\lambda^3} \int d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 d\mathbf{r}_3 d\mathbf{r}_4 f_{hs}(1,4) f_{hs}(3,4) f_{hs}(2,4) \exp\left(\frac{-U_{hs}(1,2)}{kT}\right) \exp\left(\frac{-U_{hs}(2,3)}{kT}\right) \times \\ \times \exp\left(\frac{-U_{hs}(3,1)}{kT}\right) \left\langle \frac{-U_{dip}(1,2)}{kT} \cdot \frac{-U_{dip}(2,3)}{kT} \cdot \frac{-U_{dip}(3,1)}{kT} \right\rangle_{123}, \quad (4)$$

где v – объем одной феррочастицы; \mathbf{r}_i – радиус вектор положения центра i частицы; $f_{hs}(i, j) = [\exp(-U_{hs}(i, j)/kT) - 1]$ – функция Майера для системы твердых сфер. Угловые скобки $\langle \dots \rangle_i$ означают усреднение по всем возможным ориентациям магнитного момента i частицы.

Усреднение произведения потенциалов диполь-дипольного взаимодействия в (3) и (4) по ориентациям магнитных моментов частиц с номерами 1, 2 и 3 дает:

$$\left\langle \frac{-U_{dip}(1,2)}{kT} \cdot \frac{-U_{dip}(2,3)}{kT} \cdot \frac{-U_{dip}(3,1)}{kT} \right\rangle_{123} = \\ = \frac{\lambda^3 d^9}{27 r_{12}^3 r_{13}^3 r_{23}^3} \left[9 \cos^2 \theta - 3 + 9 \frac{r_{12} r_{13}}{r_{23}^2} (\cos^3 \theta - \cos \theta) \right], \quad (5)$$

где r_{ij} – длина радиус вектора \mathbf{r}_{ij} , соединяющего центры i и j частиц; d – диаметр феррочастицы; θ – угол между радиус-векторами \mathbf{r}_{12} и \mathbf{r}_{13} .

После независимого интегрирования по координатам центров всех частиц в (3) определяем искомую величину:

$$\mathfrak{S}_1 = -\frac{23}{9}.$$

При вычислении \mathfrak{Z}_2 сначала необходимо произвести усреднение по координатам центра частицы 4, т. е. определить объем в котором может находиться центр частицы 4 в зависимости от расположения частиц 1, 2 и 3. Из вида подынтегральной функции (4) следует, что центр частицы 4 может располагаться только внутри объема пересечения трех сфер, радиус которых равен диаметру феррочастиц d , а центр этих сфер совпадает с центрами частиц с номерами 1, 2 и 3. Нетривиальная зависимость объема пересечения трех сфер от расстояний между их центрами представлена в работе [5]. Усреднение по положениям частиц 1, 2 и 3 происходит аналогично (3) и приводит к следующему значению:

$$\mathfrak{Z}_2 = 0.20144$$

Таким образом, четвертый вириальный коэффициент порядка $\sim \varphi^3 \lambda^3$ равен $\mathfrak{Z} = -2.35411$, а уточненная формула вклада диполь-дипольного взаимодействия в свободную энергию системы дипольных твердых сфер принимает вид:

$$\begin{aligned} \Delta F(\lambda, \varphi) = & \varphi \left(\frac{4}{3} \lambda^2 + \frac{4}{75} \lambda^4 \right) + \\ & + \varphi^2 \left[\left(2 \ln(2) + \frac{1}{3} \right) \lambda^2 - \frac{10}{9} \lambda^3 - 0.34194 \lambda^4 \right] + \\ & + \varphi^3 \left[0.96724 \lambda^2 - 2.35411 \lambda^3 \right] \end{aligned} \quad (6)$$

На рис. 1 представлено сравнение теоретических результатов и данных компьютерного эксперимента [4] в большом диапазоне изменения концентрации, для параметра диполь-дипольного взаимодействия $\lambda = 0.5$. Дополнительное слагаемое \mathfrak{Z} в четвертом вириальном коэффициенте позволило достаточно точно описать результаты компьютерного моделирования в области предельных концентраций феррочастиц (рис. 1). Тем не менее, при увеличении параметра диполь-дипольного взаимодействия (рис.2) наблюдается отклонение теоретических результатов (6) от данных компьютерного моделирования. Ни одна из формул (1) и (6) не способна точно предсказать поведение предельно концентрированной магнитной жидкости уже для $\lambda = 1$. Решить эту проблему позволит вычисление вириальных коэффициентов следующих порядков.

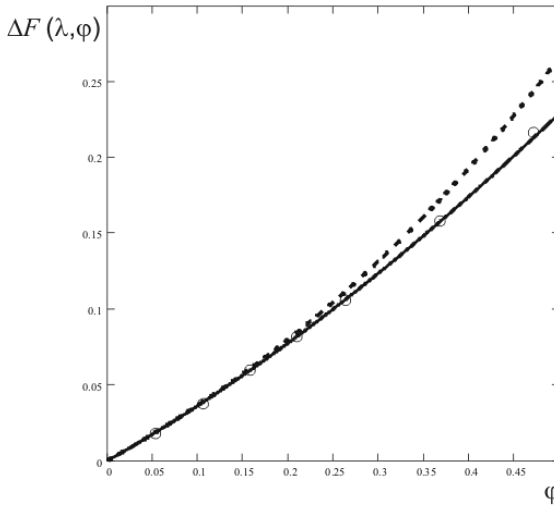


Рис. 1. Вклад диполь-дипольного взаимодействия в свободную энергию магнитных жидкостей для $\lambda = 0.5$. Сплошная линия – вириальное разложение (6), пунктир – вириальное разложение (1), точки- результаты компьютерного моделирования [4]

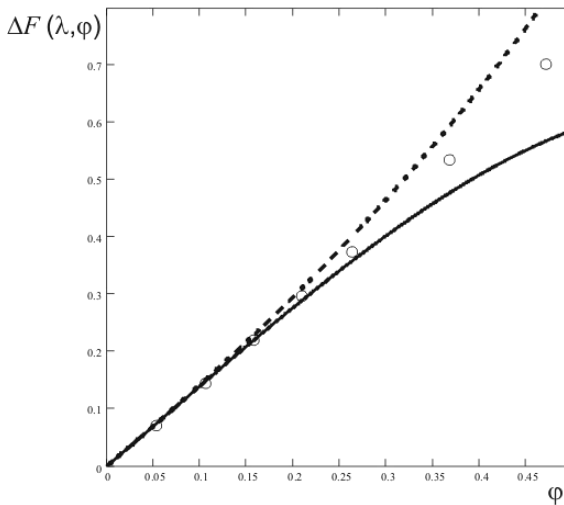


Рис. 2. Вклад диполь-дипольного взаимодействия в свободную энергию магнитных жидкостей для $\lambda = 1$. Сплошная линия – вириальное разложение (6), пунктир – вириальное разложение (1), точки- результаты компьютерного моделирования [4]

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ № 08-02-00647, гранта АВЦП № 2.1.1/1535, ФАНИ г/к 02.740.11.0202 и гранта Президента МК-1673.2010.2.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Дж.Гиршфельдер, Ч. Кертисс, Р. Берд Молекулярная теория газов и жидкостей – М.: Иностран.лит., 1961. – 930 с.
2. Балеску Р. Равновесная и неравновесная статистическая механика – М.: Мир, 1978. т. 1. – 405 с.
3. Елфимова Е.А., Иванов А.О., Кузнецов А.С. Свойства концентрированных феррожидкостей в отсутствие внешнего магнитного поля: градиентная диффузия, химический потенциал // Сб. трудов 2-ой Всероссийской научной конференции «Физико-химические и прикладные проблемы магнитных дисперсных наносистем», СтавГУ, Ставрополь.- 2009.- С. 304-309.
4. Verlet L., Weis J.-J., Perturbation theories for polar fluids // Molec. Phys. – 1974. – V28, N3.
5. Л.С. Чхартишвили “Объем области пересечения трех сфер” // Математические заметки, 2001, т. 69, № 3, с. 466-476.

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

ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ МАГНИТНОЭЛАСТИЧНЫХ КАПСУЛ, ЗАПОЛНЕННЫХ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТЬЮ, В «БЕГУЩЕМ» МАГНИТНОМ ПОЛЕ.

Налётова В.А.¹, Турков В.А.¹, Байбуртский Ф.С.²,
Дворова О.В.³, Zimmermann К.⁴, Zeidis I.⁴

¹ Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Институт Механики. Российская Федерация, г. Москва, 119192, Мичуринский проспект, д. 1.

² Институт биохимической физики имени Н. М. Эммануэля Российской академии наук. Российская Федерация, г. Москва, 119334, ул. Косыгина, д. 4.
E-mail: Bayburt1@yandex.ru

³ Ивановский государственный энергетический университет. Россия, г. Иваново, 153003, ул. Рабфаковская, д. 34.

⁴ Technische Universität Ilmenau, Faculty of Mechanical Engineering. Federal Republic Germany, Ilmenau, 98684, PF 10 05 65.

Введение

Реализация систем передвижения, использующая деформацию намагничивающихся материалов (магнитная жидкость в эластичной капсуле или ненамагничивающемся полимере) в приложенном магнитном поле является новой интересной проблемой. В работах многих авторов [1–3] широко обсуждалась теория течения слоев намагничивающихся жидкостей в «бегущем» магнитном поле. Авторы показывали, что импульсное магнитное поле может создать расслоение потока магнитного коллоида в жидких слоях. В работе [4] была описана и обсуждена теория поведения системы передвижения, использующая периодическую деформацию металлонаполненного намагничивающегося полимера в условиях работы дополнительного магнитного поля. Средняя скорость таких систем передвижения («магнитодвижителей») пропорциональна различию коэффициентов трения между системой и основанием (подложкой), и зависит от направлений движения. В работе [5] было экспериментально изучено движение цепи сферических упругих шаров, заполненных магнитной жидкостью, в цилиндри-

ческом канале. Такая цепь перемещается в магнитном поле, созданном двумя постоянными магнитами, между которыми заключён канал. В работе [6] были экспериментально изучены деформация и движение цилиндрического тела, представляющего металлонаполненный намагничивающийся полимер, в импульсном магнитном поле. Рассматривали цилиндрическое тело, которое было расположено в цилиндрическом канале. Было обнаружено, что под действием периодического магнитного поля магнитоэластичное тело совершает волнообразные движения и перемещается в виде «шагов» по каналу. Теоретическая оценка деформации и скорости движения такого тела по каналу под влиянием приложенного магнитного поля была приведена в работе [6]. Согласно полученным экспериментальным данным скорость движения магнитоэластичного тела достигает порядка 6 см / секунда [6]. Инициатором движения служит «бегущее» магнитное поле, которое создаётся специальной электромагнитной системой [6]. Устройство не содержит внутри канала каких-либо особых препятствий, контактирующих с испытываемым образцом магнитоэластичного тела, и оно может быть с успехом применено в биологических и медицинских целях, как, например, доставка лекарственных препаратов до поражённого органа.

В настоящей работе описано движение магнитоэластичной капсулы, наполненной магнитной жидкостью, в цилиндрическом канале под действием приложенного «бегущего» магнитного поля.

Экспериментальные результаты

В наших экспериментах мы использовали магнитоэластичную цилиндрическую капсулу, заполненную магнитной жидкостью, которую помещали в цилиндрический канал электромагнитного устройства. Диаметр канала составлял 11 мм, диаметр капсулы – 4,5 мм. Длина капсулы, заполненной магнитной жидкостью, составляла 75 мм.

Для эксперимента была синтезирована магнитная жидкость на водно-этиленгликоль-глицериновой основе, содержащая частицы магнетита (массовой концентрации ~ 30 %), стабилизированные поверхностно-активными веществами (олеат натрия и сульфонол). Магнитная жидкость обладала следующими характеристиками: плотность (без магнитного поля) 1260 кг/м³, вязкость (без магнитного поля) 0,045 Па·с, намагничённость насыщения порядка 28 кА/м.

Капсулу мы формировали из натурального латекса (млечного сока каучуконоса гевеи) на алюминиевой заготовке методом макания и отложения (коагуляции) тонких слоёв полимера на поверхности подложки, после чего сформировавшийся слой полимера промывали чистой водой, высушивали, «ошпаривали» кипящей водой и аккуратно снимали с заготовки. Таким же образом формировали «колпачки», который последовательно приклеивали по мере заполнения капсулы магнитной жидкостью. Заполнение капсулы жидкостью осуществляли с помощью шприца с толстой иглой.

Электромагнитная система содержит катушки, которые окружают канал. Оси катушек находятся в горизонтальном положении (по отношению к магнитоэластичной капсуле), L – расстояние между смежными осями ($L=25$ мм). Катушки расположены в левой и правой сторонах канала. Магнитное поле создаётся одновременно тремя катушками. Ось средней катушки – это ось симметрии магнитного поля. В эксперименте три смежных катушки включались одновременно. Периодически левая катушка выключена, а следующая катушка (уже четвертая) была включена. Таким образом, магнитное поле импульсно перемещалось, «бежало» вдоль всей длины канала. Максимальное значение магнитного поля на оси канала составляло приблизительно 300 Эрстед. В качестве основного критерия работы электромагнитной системы мы использовали параметр n – число выключателей катушки в секунду. Мы называли n «частотой». В наших экспериментах «частота» изменялась от 2 сек^{-1} до 100 сек^{-1} , что соответствовало изменению скорости движения магнитоэластичной капсулы по каналу от $0,05 \text{ см / сек}$ до $2,5 \text{ см / сек}$.

В результате проведённого эксперимента было обнаружено, что под действием импульсного или «бегущего» магнитного поля, создаваемого электромагнитной системой, наблюдаются волнообразные движения магнитоэластичной капсулы и её перемещение по линии действия магнитного поля вдоль канала в виде «шагов». Внешний вид электромагнитной установки, принципиальная схема работы электромагнитных катушек вокруг канала, а также стадии движения и деформации магнитоэластичной капсулы наглядно показаны на рисунках 1, 2 и 3.

Иллюстративные материалы

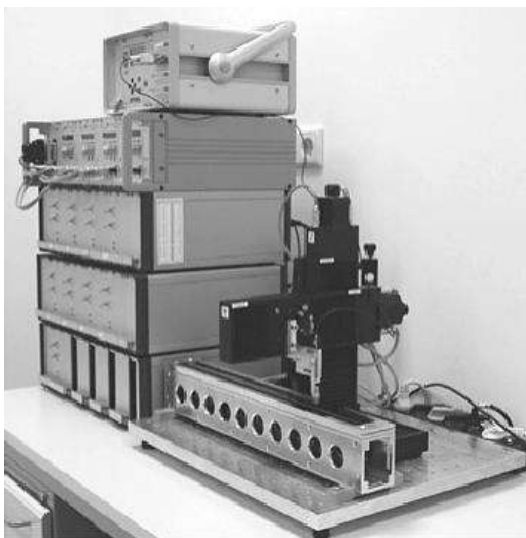


Рис. 1. Внешний вид электромагнитной установки

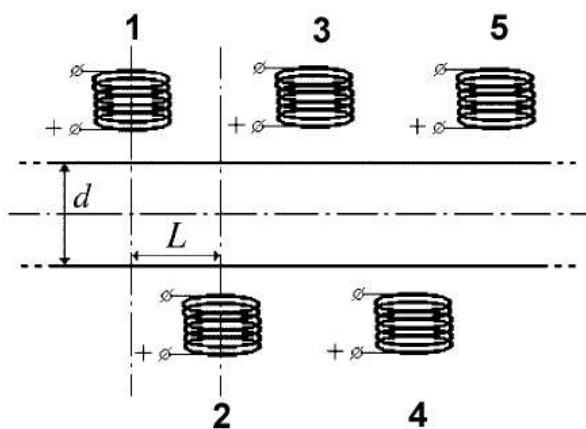


Рис. 2. Принципиальная схема работы электромагнитных катушек вокруг канала



Рис. 3 (а). Движение магнитноэластичной капсулы в «бегущем» магнитном поле

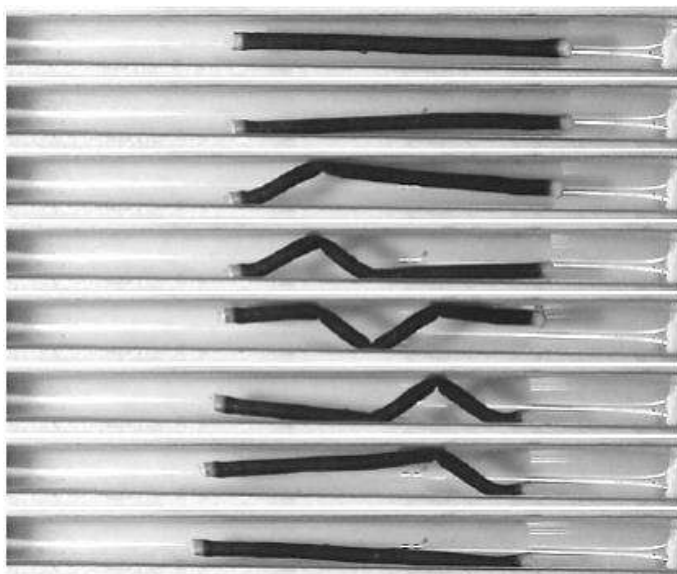


Рис. 3 (б). Изменение формы магнитноэластичной капсулы в «бегущем» магнитном поле

Заключение

Экспериментально показано, что в электромагнитной системе, создающей импульсное или «бегущее» магнитное поле магнитоэластичная капсула, заполненная магнитной жидкостью, перемещается вдоль канала. Направление движения магнитоэластичной капсулы противоположно направлению движения «бегущего» магнитного поля. Максимальная скорость движения капсулы составляет 2,5 см / сек. Для частоты $n < 100 \text{ сек}^{-1}$ теоретические оценки скорости движения капсулы соглашаются с экспериментальными данными. Нами обсуждены оптимальные геометрические размеры капсулы и канала для достижения наилучшего эффекта управления движением в магнитном поле магнитоэластичного тела.

Благодарность

Настоящая работа была выполнена при поддержке Германской Исследовательской Бригады (Deutsche Forschungsgemeinschaft, DFG, ZI 540/7-1) и Российского Фонда Фундаментальных Исследований (Грант № 05-01-04001).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. K. Zimmermann, I. Zeidis, V. A. Naletova, V. A. Turkov. Waves on the surface of a magnetic fluid layer in a traveling magnetic field. // *J. Magn. Magn. Mater.* 268, (2004) 227 – 231.
2. K. Zimmermann, I. Zeidis, V. A. Naletova, V. A. Turkov. Travelling waves on a free surface of a magnetic fluid layer. // *J. Magn. Magn. Mater.* 272 – 276, (2004) 2343 – 234.
3. K. Zimmermann, I. Zeidis, V. A. Naletova, V. A. Turkov, V. E. Bachurin. Locomotion based on a two-layers flow of magnetizable nanosuspensions, In: Joint European Magnetic Symposia (5 – 10 September 2004, Dresden, Germany), (2004) 134.
4. K. Zimmermann, I. Zeidis, V. A. Naletova, V. A. Turkov. Modelling of worm-like motion systems with a magneto-elastic elements. // *Phys. Stat. Solid.* 1 (12), (2004) 3706 – 3709.
5. N. Saga, T. Nakamura. Elucidation of propulsive force of microrobot using magnetic fluid. // *J. Appl. Phys.* 91 (10), (2002) 7003 – 7005.
6. K. Zimmermann, I. Zeidis, V. A. Naletova, G. V. Stepanov, V. A. Turkov. M.V. Lukashevich. Undulation of a magnetizable elastic body in a magnetic field. In: Book of Abstracts, Moscow International Symposium on Magnetism, June 25 – 30, 2005.

ТОНКИЙ ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩИЙ СЛОЙ НА ПОВЕРХНОСТИ НЕРАВНОВЕСНО НАМАГНИЧИВАЮЩЕГОСЯ ТЕЛА В ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРИ КРИТИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

Полянский В.А.

Институт механики МГУ им. М.В.Ломоносова
119192, г. Москва, пр. Мичурина, д.1.
Факс: (095)9390165; E-mail: vapolyan@imec.msu.ru

Тятюшкин А.Н.

Институт механики МГУ им. М.В.Ломоносова
119192, г. Москва, пр. Мичурина, д.1.
Факс: (095)9390165; E-mail: tan@imec.msu.ru

Введение

Исследование процессов нагревания неравновесно намагничивающихся сред в переменном магнитном поле представляет интерес как с точки зрения фундаментальной науки, так и с точки зрения приложений. Одним из наиболее интересных приложений этого явления является использование магнитной гипертермии в качестве метода лечения раковых заболеваний [1]. При лечении этим методом в раковую опухоль вводятся магнитные частицы, а затем опухоль подвергают воздействию переменного магнитного поля. За счет того, что опухоль с введенными в нее магнитными частицами намагничивается неравновесно, происходит ее нагрев до температуры, при которой раковые клетки гибнут [2].

При достижении критической температуры (точки Кюри для ферромагнетиков или точки Нееля для ферримагнетиков [3]) в магнитных частицах происходит переход из ферромагнитного или ферримагнитного состояния в парамагнитное состояние. В результате спонтанная намагниченность магнитной частицы становится равной нулю. В ряде работ (например, [4–6]) предлагается использовать этот переход для саморегулирования магнитной гипертермии. При этом считается, что при достижении критической точки нагрев опухоли с введенными в нее магнитными частицами прекращается. Следовательно, если для магнитной гипертермии использовать магнитную жидкость, магнитные частицы которой имеют критическую температуру, оптимальную для гипертермии (42–45°C), то нет необходимости в дополнительном оборудовании для поддержания постоянной температуры. В действи-

тельности нагрева в переменном магнитном поле (хотя и значительно менее интенсивный) имеет место и после перехода частиц в парамагнитное состояние [8].

Для того чтобы найти распределение температуры при нагреве в переменном магнитном поле, необходимо знать плотность мощности тепловыделения как функцию температуры при заданных амплитуде и частоте колебаний напряженности. В работах [7] и [8] эта зависимость считалась линейной с изломом в критической точке. Было показано, что при достаточно больших значениях амплитуды колебаний напряженности почти всюду внутри неравновесно намагничивающегося тела температура практически постоянна и мало отличается от критической температуры. Лишь на границе тела в тонком слое, характерная толщина которого тем меньше, чем больше амплитуда колебаний напряженности, температура настолько отличается от критической температуры, что тепловыделение становится значительным. Именно в этом тонком слое происходит выделение практически всего количества тепла, необходимого для того, чтобы компенсировать поток тепла в бесконечность и тем самым обеспечить стационарность распределения температуры.

Целью данной работы является теоретическое исследование нагрева намагничивающегося тела для случая, когда зависимость мощности тепловыделения от температуры имеет произвольный вид. С точки зрения приложений к саморегулируемой магнитной гипертермии оптимальным будет являться такой нагрев, когда внутри намагничивающегося тела температура почти постоянна и мало отличается от критической температуры. Можно предполагать, что при таком нагреве для намагничивающегося тела произвольной формы та часть этого тела, где температура ниже критической (зона докритического нагрева) представляет собой достаточно тонкий слой, примыкающий к границе тела. Задача заключается в том, чтобы найти распределение температуры внутри этого слоя и, используя это распределение и граничные условия, согласовать решения уравнений для распределения температуры вне тела и в той части намагничивающегося тела, где температура больше критической (т.е., в зоне парамагнитного нагрева). При этом для устранения нелинейности уравнений следует использовать то, что толщина слоя докритического нагрева мала, а в зоне парамагнитного нагрева температура мало отличается от критической температуры.

Постановка задачи

Рассмотрим нагрев неравновесно намагничивающегося тела с теплопроводностью κ_i , находящегося в бесконечной ненамагничивающейся среде с теплопроводностью κ_e . Температура на бесконечности равна T_∞ . Пусть поверхность тела всюду гладкая и задается в параметрическом виде $\vec{r} = \vec{r}_s(u, v)$, где $\vec{r}_s = \vec{r}_s(u, v)$ – дифференцируемая функция параметров u и v .

Используемые приближения. Будем пренебрегать влиянием токов Фуко и индуцированного магнитного поля. Поскольку исследование влияния переменной составляющей тепловыделения на процесс нагрева [9] показало, что это влияние для тех частот, которые используются для магнитной гипертермии, крайне незначительно, будем рассматривать стационарный нагрев, считая, что мощность тепловыделения постоянна и равна усредненной по периоду переменной мощности тепловыделения.

Уравнения и граничные условия. Распределение температуры $T = T(\vec{r})$, где \vec{r} – радиус-вектор, отсчитываемый от некоторой точки внутри тела, определяется уравнением теплопроводности

$$\kappa \Delta T + \tilde{q}(T) = 0, \quad (1)$$

где Δ – лапласиан, $\kappa = \kappa_i$ внутри тела и $\kappa = \kappa_e$ вне его, $\tilde{q}(T)$ – плотность мощности тепловыделения как функция температуры, для которой имеют место следующие соотношения

$$\tilde{q}(T_c) \ll \tilde{q}(T_\infty), \quad (2)$$

где T_c — критическая температура. Вне тела $\tilde{q}(T) = 0$.

Граничные условия включают в себя условия непрерывности температуры и потока тепла на поверхности тела и условие на бесконечности:

$$\lim_{h \rightarrow 0} T(\vec{r}_s + h\vec{n}_s) = \lim_{h \rightarrow +0} T(\vec{r}_s + h\vec{n}_s), \quad (3)$$

$$\kappa_i \lim_{h \rightarrow 0} \vec{n}_s \cdot \nabla T(\vec{r}_s + h\vec{n}_s) = \lim_{h \rightarrow +0} \vec{n}_s \cdot \nabla T(\vec{r}_s + h\vec{n}_s), \quad (4)$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} T(\vec{r}) = T_\infty, \quad (5)$$

где $\vec{n}_s = \vec{n}_s(u, v)$ — внешняя нормаль к поверхности тела:

$$\vec{n}_s(u, v) = \frac{\partial \vec{r}_s}{\partial u} \times \frac{\partial \vec{r}_s}{\partial v} \left/ \left| \frac{\partial \vec{r}_s}{\partial u} \times \frac{\partial \vec{r}_s}{\partial v} \right| \right., \quad (6)$$

а также условия непрерывности температуры и потока тепла на границе зон докритического и парамагнитного нагрева

$$\lim_{h \rightarrow 0} T(\vec{r}_c + h\vec{n}_c) = \lim_{h \rightarrow +0} T(\vec{r}_c + h\vec{n}_c), \quad (7)$$

$$\lim_{h \rightarrow +0} \bar{n}_c \cdot \nabla T(\bar{r}_c + h\bar{n}_c) = \lim_{h \rightarrow +0} \bar{n}_c \cdot \nabla T(\bar{r}_c + h\bar{n}_c), \quad (8)$$

где граница раздела зон докритического и парамагнитного нагрева определяется функцией $h_c(u, v)$ ($h_c(u, v) \leq 0$ при любых u и v) такой, что функция $\bar{r}_c = \bar{r}_c(u, v) = \bar{r}_s(u, v) + h_c(u, v)\bar{n}_s(u, v)$ задает эту границу в параметрическом виде $\bar{r} = \bar{r}_c(u, v)$, $\bar{n}_c = \bar{n}_c(u, v)$ – внешняя нормаль к границе раздела зон докритического и парамагнитного нагрева. Кроме того, в любой точке температура должна быть конечной.

Приближение тонкого слоя докритического нагрева. Пусть зона докритического нагрева представляет собой слой, примыкающий к поверхности тела, толщина которого много меньше характерного размера тела (более строго, много меньше минимального радиуса кривизны поверхности тела). Тогда можно считать, что распределение температуры внутри этого (искривленного) слоя будет такое же, как распределение температуры внутри плоского слоя, и пренебречь потоком тепла вдоль этого слоя.

Приближение слабого парамагнитного нагрева. Пусть тепловыделение в зоне парамагнитного нагрева настолько мало, что всюду внутри этой зоны $T - T_s \ll T_s$. Тогда плотность мощности тепловыделения в зоне парамагнитного нагрева можно аппроксимировать линейной функцией $\tilde{q}(T_c) + \tilde{q}'(T_c)(T - T_c)$.

Решение

Распределение температуры внутри тонкого слоя докритического нагрева имеет вид

$$T = \tilde{T}(h - h_c(u, v), j_{cn}(u, v)), \quad (9)$$

где $j_{cn}(u, v)$ – значение нормальной компоненты плотности потока тепла на границе раздела зон докритического и парамагнитного нагрева; h – координата, определенная соотношением

$$\bar{r} = \bar{r}_s(u, v) + h\bar{n}_s(u, v) \quad (10)$$

($h < 0$ внутри слоя), а функция $\tilde{T}(x, j)$ связана посредством функции $\tilde{j}(T, j)$ с функцией $\tilde{q}(T)$ следующими интегральными соотношениями

$$x = -\kappa_i \int_{T_c}^{\tilde{T}(x, j)} \frac{dT'}{\tilde{j}(T', j)}, \quad (11)$$

$$\tilde{j}(T, j) = \sqrt{2\kappa_i \int_T^{T_c} \tilde{q}(T') dT' + j^2}. \quad (12)$$

Процедура поиска решения для тела произвольной формы. Распределение температуры вне тела и в зоне парамагнитного нагрева определяется линейными уравнениями

$$\kappa_c \Delta T = 0, \quad (13)$$

$$\kappa_i \Delta T + \tilde{q}(T_c) + \tilde{q}'(T_c)(T - T_c) = 0. \quad (14)$$

Решая (13) с использованием граничного условия (5) и (14) с использованием условия конечности температуры, получим связь температуры на поверхности тела $T_s(u, v)$ с нормальной составляющей потока тепла на ней $j_{sn}(u, v)$ и связь функции $h_c(u, v)$, определяющей границу зоны парамагнитного нагрева, с нормальной составляющей потока тепла на этой границе $j_{cn}(u, v)$. Из решения для распределения температуры внутри зоны докритического нагрева (9) следуют еще два соотношения

$$\tilde{T}(h - h_c(u, v), j_{cn}(u, v)) = T_s(u, v), \quad (15)$$

$$\tilde{j}(T_s(u, v), j_{cn}(u, v)) = j_{sn}(u, v), \quad (16)$$

необходимые для определения четырех величин $T_s(u, v)$, $j_{sn}(u, v)$, $h_c(u, v)$ и $j_{cn}(u, v)$.

Решение для сферического тела. Распределение температуры имеет вид

$$T = \begin{cases} \frac{\tilde{q}(T_c)}{-\tilde{q}'(T_c)} \left(1 - \frac{R_c}{r} \frac{\text{sh} \frac{r}{\delta_p}}{\text{sh} \frac{R_c}{\delta_p}} \right) + T_c, & 0 \leq r < R_c, \\ \tilde{T}(r - R_c, j_c), & R_c \leq r \leq R, \\ \frac{(T_s - T_\infty)R}{r} + T_\infty, & r > R, \end{cases} \quad (17)$$

$$\delta_p = \sqrt{\frac{\kappa_i}{-\tilde{q}'(T_c)}}, \quad j_c = \frac{\kappa_i \tilde{q}(T_c)}{-\tilde{q}'(T_c) R_c} \left(\frac{R_c}{\delta_p} \text{cth} \frac{R_c}{\delta_p} - 1 \right). \quad (18)$$

Здесь константы R_c и T_s определяются уравнениями

$$\tilde{T}(R - R_c, j_c) = T_s, \quad \tilde{j}(T_s, j_c) = \kappa_c \frac{T_s - T_\infty}{R}. \quad (19)$$

Решение для сферического тела при отсутствии парамагнитного нагрева. Распределение температуры имеет вид

$$T = \begin{cases} T_c, & 0 \leq r < R_c, \\ \tilde{T}(r - R_c, 0), & R_c \leq r \leq R, \\ \frac{(T_s - T_\infty)R}{r} + T_\infty, & r > R, \end{cases} \quad (20)$$

где константы R_c и T_s определяются уравнениями

$$\tilde{T}(R - R_c, 0) = T_s, \quad \tilde{j}(T_s, 0) = \kappa_c \frac{T_s - T_\infty}{R}. \quad (21)$$

Заключение

Для оптимального режима магнитной гипертермии выполняются условия применения приближения тонкого слоя докритического нагрева и приближения слабого парамагнитного нагрева. Используя эти приближения можно свести решение нелинейного уравнения (1) к решению двух линейных уравнений (13) и (14), граничные условия которых связаны соотношениями (15) и (16). В качестве примера рассмотрен нагрев тела сферической формы, для которого выписано аналитическое решение (17)–(19). Выписано также решение для случая отсутствия парамагнитного нагрева (20)–(21).

Полученные формулы позволяют определить условия, при которых режим магнитной гипертермии оптимален при известной зависимости плотности мощности тепловыделения от температуры. Исследование этой зависимости является одной из самых важных задач в изучении нагрева неравновесно намагничивающихся тел в переменном магнитном поле.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 08-01-00026 и № 10-01-00015).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. R.E. Rosensweig, J. Magn. Magn. Mat. 252 (2002) 370.
2. W. Andrä, C.G. d'Ambly, R. Hergt, I. Hilger and W.A. Kaiser, J. Magn. Magn. Mat. 194 (1999) 197.
3. С.В. Вонсовский, Магнетизм — М.: "Наука", 1971. — 1032 с.
4. M.B. Lilly, I.A. Brezovich and W.J. Atkinson, Radiology 154 (1985) 243.

5. A.A. Kuznetsov, O.A. Shlyakhtin, N.A. Brusentsov and O.A. Kuznetsov, *Eur. Cells Mater.* 3 Suppl.2 (2002) 75.
6. M. Bettge, J. Chatterjee and Y. Haik, *BioMagnetic Research and Technology* 2 (2004): 4 (<http://www.biomagres.com/content/2/1/4>).
7. В.А.Полянский, А.Н.Тятюшкин. Нагрев неравновесно намагничивающегося сферического тела в переменном магнитном поле вблизи критической температуры. В сб.: "Физико-химические и прикладные проблемы магнитных дисперсных наносистем". Сборник научных трудов Всероссийской научной конференции. Ставрополь: Изд-во Ставропольского государственного университета, 9–12 сентября 2007 г. С. 186–191.
8. В.А.Полянский, А.Н.Тятюшкин. Нагрев неравновесно намагничивающегося тела в переменном магнитном поле. В сб.: 13-я Международная Плесская конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям. Сборник научных трудов. Плес, Россия. 2008. С. 203–208.
9. V.A.Polyanskiy and A.N.Tyatyushkin, Heating in an alternating magnetic field. Moscow International Symposium on Magnetism. Books of Abstracts, Moscow, 2005, p.138.

О СТРУКТУРИРОВАНИИ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ ПРИ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯХ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Голубятников А. Н.

НИИ механики Московского государственного университета
им.М.В. Ломоносова

119192, г. Москва, Мичуринский просп., 1. Факс: (495)9390165.

[E-mail: golubiat@mail.ru](mailto:golubiat@mail.ru)



Голубятников Александр Николаевич окончил механико-математический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова в 1966 году. В 1999 году защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по теме "Аффинная симметрия и проблемы механики ориентируемых жидкостей". Имеет 250 научных публикаций, в том числе 7 монографий. В настоящее время является профессором кафедры гидромеханики МГУ. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей многократно поощрялась грантами РФФИ и Президента РФ.

Введение. Хорошо известны как феноменологические модели описания структурированного состояния магнитных жидкостей [1], так и схемы численного моделирования и расчетов процесса агрегирования намагниченных коллоидных систем (обзор см. в монографии [2]). При наложении магнитного поля сначала начинается образование линейных структур типа цепочечных агрегатов (нематическая стадия), которые трансформируются затем либо в кольца, либо в близкие к ним плоские фигуры (смектическая стадия). Результирующий магнитный момент кластера в виде замкнутого кольца приближается к нулю, что позволяет объяснить большое запаздывание роста намагниченности по сравнению с кривой Ланжевена (Р. Чантрелл и др., 1982).

С точки зрения макроскопического подхода к описанию данного процесса в целом указанные линейные и кольцевые структуры не могут находиться в устойчивом вполне упорядоченном состоянии [3] и образуют скорее конгломерат, близкий по свойствам симметрии к изотропной жидкости. Ниже приводится одна макроскопическая модель фазового перехода первого рода, которая имеет до конца решаемую структуру, связанную с процессами релаксации, и описывает, в частности, переход обычной магнитной жидкости в изотропную агрегированную фазу в магнитном поле.

На основании теории Ландау [4], связанной с введением некоторого параметра порядка, и результатов исследований термодинамической устойчивости среды [3] дано описание образования агрегатов в

магнитной жидкости при внезапных переключениях магнитного поля. Роль параметра порядка играет концентрация агрегатов. Главным процессом здесь является мгновенный ударный переход через характеристику, отвечающую постоянному времени. Структура этого перехода описывается диссипативными членами, связанными с релаксацией параметра порядка. Релаксацией намагниченности, для простоты, пренебрегаем, хотя это явление, действительно, может давать вклад, в частности, вызывая затухающие колебания. Показано, что такое описание образования агрегатов автоматически приводит к частичному уменьшению величины индуцированного магнитного поля, что подтверждается как численными расчетами, так и экспериментом [2].

1. Уравнения, условия на разрыве и устойчивость. Рассмотрим изотропную модель магнитной жидкости, находящуюся в квазистационарном магнитном поле \mathbf{H} при отсутствии зарядов и токов. Возможность распространения в сплошной среде слабых разрывов (возможно, с бесконечной скоростью) в адиабатическом приближении можно рассматривать как условия устойчивости среды по Гиббсу [5]. Таким образом, при достаточно больших временах протекания процессов, можно пренебречь всеми диссипативными явлениями, как связанными с высшими пространственными производными, типа вязкости и теплопроводности среды, так и с процессами релаксации параметра порядка Q и намагниченности, оставив только рост удельной энтропии S на сильных разрывах. Здесь используется система измерений магнитных величин, в которой коэффициент 4π отсутствует.

Пусть

$$\varepsilon = \varepsilon(\rho, S, Q, H) \quad (1.1)$$

– объемная плотность внутренней энергии жидкости, ρ – плотность массы, $H = |\mathbf{H}|$.

В квазистационарном приближении уравнения магнитного поля и параметра порядка в обычных обозначениях, принятых в механике сплошной среды, имеют вид

$$\nabla_i B^i = 0, B^i = \frac{\partial \varepsilon}{\partial H_i}, H_i = \nabla_i \varphi, \frac{\partial \varepsilon}{\partial Q} = 0, \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial Q^2} \geq 0. \quad (1.2)$$

Так как уравнения (1.2) не содержат временную производную, то имеется семейство характеристик $t = \text{const}$, на которых возможны слабые разрывы – разрывы первых производных, сами же уравнения являются уравнениями связи на данных характеристиках.

Уравнения неразрывности, движения и энергии имеют вид

$$\rho_t + \nabla_i(\rho v^i) = 0, \quad (\rho v_i)_t + \nabla_j(\rho v_i v^j + p \delta_i^j + B^i H_i) = 0, \quad (1.3)$$

$$\left(\rho \frac{|\mathbf{v}|^2}{2} + \varepsilon\right)_t + \nabla_i \left(\rho v^i \left(\frac{|\mathbf{v}|^2}{2} + \varepsilon\right) + p v^i - B^i \varphi_t\right) = 0, \quad (1.4)$$

где \mathbf{v} – скорость жидкости и $p = \rho^2 \partial(\varepsilon/\rho)/\partial\rho$ – давление, включающее члены, связанные с магнитным полем. Индекс t обозначает производную по времени при постоянных эйлеровых переменных x^i .

Можно показать, что последний член в уравнении энергии (1.4), содержащий φ_t , эквивалентен присутствию вектора Умова–Пойнтинга $\mathbf{S} = c(\mathbf{E} \times \mathbf{H})$, связанному с потоком энергии электромагнитного поля. Действительно, в силу уравнений Максвелла

$$\mathbf{B}_t + c \operatorname{rot} \mathbf{E} = 0, \quad \nabla_i B^i = 0, \quad H_i = \nabla_i \varphi,$$

где c – скорость света и \mathbf{E} – электрическое поле, имеем

$$\nabla_i(B^i \varphi_t) = B^i H_{i,t} = (B^i H_i)_t + c H_i \epsilon^{ijk} \nabla_j E_k = (B^i H_i)_t + \operatorname{div} \mathbf{S}.$$

Исследование интегральных соотношений, связанных с сохранением массы, импульса и энергии, приводят к возможности сильных разрывов — мгновенных ударов [3]. При этом, сохраняя в уравнениях (1.3), (1.4) фактически только члены с производными по времени, получим следующие условия на разрыве

$$[\rho] = 0, \quad [v^i] = 0, \quad [\varepsilon - B^i H_i] = 0. \quad (1.5)$$

Магнитное поле \mathbf{H} и параметр \mathcal{Q} могут быть разрывны.

Если с помощью последнего уравнения (1.2) исключить параметр \mathcal{Q} , подставив его в формулу (1.1), то получится система уравнений с новой (как правило, многозначной) функцией $\tilde{\varepsilon}(\rho, S, H)$, для которой выполнено исследование устойчивости по Гиббсу относительно адиабатических возмущений [3]. В результате должны выполняться неравенства

$$\frac{\partial^2 \tilde{\varepsilon}}{\partial \rho^2} \geq 0, \quad \frac{\partial^2 \tilde{\varepsilon}}{\partial \rho^2} - \left(\frac{\partial^2 \tilde{\varepsilon}}{\partial \rho \partial H}\right)^2 \left(\frac{\partial^2 \tilde{\varepsilon}}{\partial H^2}\right)^{-1} \geq 0, \quad \frac{\partial^2 \tilde{\varepsilon}}{\partial H^2} \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial H} > 0. \quad (1.6)$$

Приведенные соотношения уже позволяют исследовать процессы структурирования в адиабатическом приближении при мгновенном переключении магнитного поля. При этом важен отбор решений, принадлежащих областям устойчивости функции $\tilde{\varepsilon}$ (1.6), а также проверка

неубывания энтропии. Дополнительную информацию может дать и исследование структуры разрыва.

2. О структуре переключения поля. Структура сильного разрыва, связанного с мгновенным изменением магнитного поля, может быть описана введением в уравнения (1.2) первых производных по времени, связанных с процессами релаксации [6]. Вязкость и теплопроводность здесь не являются главными членами. Релаксацией намагниченности, для простоты, пренебрегаем. В данной точке пространства-времени скорость \mathbf{v} можно сделать равной нулю и далее считать несущественной. Кроме того, можно считать также плотность ρ постоянной. Аккуратное описание общей процедуры построения и исследования структуры разрыва, отвечающее данному рассуждению, см. в [5]. Тогда уравнение энергии (1.4) дает

$$\varepsilon_t - B^i H_{i,t} = \rho T S_t + \frac{\partial \varepsilon}{\partial Q} Q_t = 0, \quad T = \frac{\partial \varepsilon}{\partial S},$$

где T — температура. Выделяя производную от энтропии, получим функцию диссипации вида

$$\rho S_t = D = -\frac{1}{T} \frac{\partial \varepsilon}{\partial Q} Q_t \geq 0. \quad (2.1)$$

Неотрицательность функции D (2.1) с использованием линейного соотношения Онзагера дает уравнение

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial Q} + \tau Q_t = 0, \quad \tau \geq 0. \quad (2.2)$$

Вообще говоря, время релаксации τ есть функция тех же параметров состояния, которые входят во внутреннюю энергию (1.1), однако часто его можно считать постоянным или заданным специальным образом для удобства интегрирования уравнения параметра порядка.

3. Модель процесса переключения поля. Применим полученные результаты к описанию структурирования при относительно небольших магнитных полях и параметрах порядка.

Пусть внутренняя энергия содержит только члены второго и четвертого порядка по H и Q :

$$\varepsilon = \varepsilon_0(\rho, S) + \frac{\mu}{2} H^2 - \frac{\alpha}{2} Q^2 (H^2 - H_0^2) + \frac{\beta}{4} Q^4 + \frac{\gamma}{4} H^4, \quad (3.1)$$

где μ , α , H_0^2 , β — некоторые положительные постоянные. Причем предполагается, что в отсутствие магнитного поля среда устойчива, т.е. $\partial^2 \varepsilon_0 / \partial \rho^2 \geq 0$.

Рассмотрим сначала в адиабатическом приближении ($\tau = 0$ в (2.2)) внезапное однородное включение магнитного поля от нуля до

величины $H > 0$ в покоящейся однородной магнитной жидкости, не содержащей агрегатов. В результате в силу условий (1.5) жидкость остается неподвижной, а ее плотность не меняется. Из условий минимума функции ε (3.1) по Q находим, что при $H^2 \leq H_0^2$ $Q = 0$, т.е. жидкость не структурируется; но при $H^2 > H_0^2$

$$Q^2 = \frac{\alpha}{\beta} (H^2 - H_0^2), \quad \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial Q^2} = 2\alpha(H^2 - H_0^2) > 0. \quad (3.2)$$

Исключая найденное значение величины Q , получим следующий вид плотности внутренней энергии

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_0(\rho, S) + \frac{\mu}{2} H^2 - \frac{\alpha^2}{4\beta} (H^2 - H_0^2)^2 + \frac{\gamma}{4} H^4. \quad (3.3)$$

Формула (3.3) позволяет провести анализ устойчивости, используя неравенства (1.6). В силу разделения переменных ρ и H достаточно проверить последнее неравенство. Вычисления производных дают

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial H} &= \mu H - \frac{\alpha^2}{\beta} H (H^2 - H_0^2) + \gamma H^3, \\ \frac{\partial^2 \tilde{\varepsilon}}{\partial H^2} &= \mu - \frac{\alpha^2}{\beta} (3H^2 - H_0^2) + 3\gamma H^2. \end{aligned}$$

Введем постоянную $\delta = \alpha^2/\beta - \gamma$, предполагая ее положительной. Тогда анализ последнего неравенства (1.6) показывает, что квадрат величины магнитного поля принадлежит множеству:

$$H^2 \in \left(H_0^2, \frac{1}{3\delta} \left(\mu + \frac{\alpha^2}{\beta} H_0^2 \right) \right) \cup \left(\frac{1}{\delta} \left(\mu + \frac{\alpha^2}{\beta} H_0^2 \right), \infty \right). \quad (3.4)$$

Следовательно, согласно неравенствам (1.6) среда на этом множестве устойчива.

Необходимое условие реализации левого множества (3.4), наиболее интересного с физической точки зрения, дает ограничение на критическое значение поля H_0^2

$$H_0^2 \left(\frac{2\alpha^2}{\beta} - 3\gamma \right) < \mu.$$

С другой стороны, если ограничиться значениями $Q < 1$ (вообще говоря, теория справедлива для относительно малых Q), то верхний предел правого множества (3.4) можно заменить на значение $H_0^2 + \beta/\alpha$, что осуществляется при условии

$$\mu < \alpha - \gamma \left(H_0^2 + \frac{\beta}{\alpha} \right). \quad (3.5)$$

Вычисление компонент вектора магнитной индукции дает

$$B_i = \partial \varepsilon / \partial H^i = H_i \left(\mu - \delta H^2 + \frac{\alpha^2}{\beta} H_0^2 \right). \quad (3.6)$$

На левом множестве (3.4) для относительно слабых полей величина вектора \mathbf{B} уменьшается, во всяком случае, если $\gamma \leq 0$ (влияние насыщения намагниченности), по сравнению с состоянием, когда $Q = 0$, но он остается параллельным вектору \mathbf{H} , что, собственно говоря, и наблюдается на опыте в силу явления частичной экранировки поля за счет образования цепочек агрегатов [2].

На правом же множестве, которое имеет место для достаточно сильных полей, вектор \mathbf{B} (3.6) вообще имеет направление, противоположное направлению внешнего поля \mathbf{H} , что отвечает, если можно так выразиться, антиферромагнитному состоянию среды (под антиферромагнетизмом обычно понимают наличие лишь подрешетки с противоположно направленной индукцией). Вопрос о существовании такой физической ситуации остается открытым. Если $\mu > \alpha - \gamma(H_0^2 + \beta/\alpha)$, то в силу (3.5) этот случай не реализуется.

Вычислим также согласно (1.5) приращение немагнитной части внутренней энергии, обычно являющейся монотонно растущей функцией энтропии,

$$\varepsilon_0^+ - \varepsilon_0^- = \frac{\mu}{2} H^2 + \frac{3\delta}{4} H^4 + \frac{\alpha^2}{4\beta} (2H^2 H_0^2 + H_0^4) > 0.$$

Таким образом, энтропия растет.

4. Структура перехода. Структура такого фазового перехода может быть изучена обычными методами, в частности, с учетом процесса релаксации параметра порядка (2.2). В этом случае введем следующую термодинамическую диссипативную силу, связанную с запаздыванием образования агрегатов,

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial Q} = -\tau_0 Q^2 Q_t,$$

где $\tau_0 = \text{const}$. В силу однородности задачи все неизвестные величины являются функциями только времени t .

В результате, получаем линейное уравнение для Q^2

$$\tau_0 Q Q_t + \beta Q^2 = \alpha (H^2(t) - H_0^2),$$

которое может быть легко решено при любой организации поля $H(t)$:

$$Q^2 = \frac{2\alpha}{\tau_0} \int_0^t (H^2(t_1) - H_0^2) \exp \frac{2\beta(t_1-t)}{\tau_0} dt_1 + Q_0^2 \exp \left(-\frac{2\beta t}{\tau_0} \right), \quad (4.1)$$

где Q_0 – начальное значение.

Пусть, например, $H^2 - H_0^2 = \text{const} = H_1^2 - H_0^2$, $Q_0 = 0$, тогда на основании (4.1) имеем

$$Q^2 = \frac{\alpha}{\beta} (H_1^2 - H_0^2) \left(1 - \exp\left(-\frac{2\beta t}{\tau_0}\right) \right).$$

Очевидно, при $\tau_0 \rightarrow 0$ эта формула дает простую зависимость $Q^2 = (\alpha/\beta) (H_1^2 - H_0^2)$, отвечающую равновесной связи (3.2) между концентрацией агрегатов и магнитным полем.

Далее из уравнения (2.1) следует

$$\rho T S_t = -\frac{\tau_0}{4} (Q^2)_t. \quad (4.2)$$

Если задать функцию $T(S)$, например, для

$$\varepsilon_0 = \rho C_{V,H} T, \quad T = T_0 \exp \frac{S - S_0}{C_{V,H}},$$

где постоянная $C_{V,H}$ — удельная теплоемкость при постоянных $V = 1/\rho$ и H , T_0 и S_0 — начальные значения, то находится постепенный рост энтропии

$$\begin{aligned} \rho T_0 \exp \frac{S - S_0}{C_{V,H}} \cdot S_t &= \frac{\alpha^2}{\tau_0} (H_1^2 - H_0^2)^2 \exp\left(-\frac{4\beta t}{\tau_0}\right) > 0, \\ \rho C_{V,H} T_0 \left(\exp \frac{S - S_0}{C_{V,H}} - 1 \right) &= \frac{\alpha^2}{4\beta} (H_1^2 - H_0^2)^2 \left(1 - \exp\left(-\frac{4\beta t}{\tau_0}\right) \right) \end{aligned}$$

до значения при $t \rightarrow \infty$

$$S_1 = S_0 + C_{V,H} \ln \left(1 + \frac{\alpha^2 (H_1^2 - H_0^2)^2}{4\beta \rho C_{V,H} T_0} \right). \quad (4.3)$$

Если теперь мгновенно выключить магнитное поле, то согласно (4.1), где полагается $Q_0^2 = (\alpha/\beta)(H_1^2 - H_0^2)$ и текущее $H = 0$, получим

$$Q^2 = \frac{\alpha}{\beta} \left(H_0^2 + (H_1^2 - 2H_0^2) \exp\left(-\frac{2\beta t}{\tau_0}\right) \right),$$

откуда имеем остаточную концентрацию агрегатов $Q_2^2 = (\alpha/\beta)H_0^2$, не зависящую, таким образом, от величины поля $H_1 > H_0$.

При этом рост энтропии в силу (4.2), (4.3) дает

$$\begin{aligned} S_2 &= S_1 + C_{V,H} \ln \left(1 + \frac{\alpha^2 (H_1^2 - 2H_0^2)^2}{4\beta \rho C_{V,H} T_0} \right) = \\ &= S_0 + C_{V,H} \ln \left(1 + \frac{\alpha^2 (H_1^2 - H_0^2)^2}{4\beta \rho C_{V,H} T_0} \right) \left(1 + \frac{\alpha^2 (H_1^2 - 2H_0^2)^2}{4\beta \rho C_{V,H} T_0} \right). \end{aligned}$$

Отметим, что в конечном состоянии индукция магнитного поля равна нулю. Аналогично можно провести анализ любого переключения поля, например, периодического и т. п.

Заключение. Таким образом, предложена простейшая термодинамическая модель структурирования магнитной жидкости, основанная на введении скалярного параметра порядка и использовании условий устойчивости среды по Гиббсу. Показано, что в силу необратимости процесса диссипация, отвечающая росту энтропии, приводит после снятия поля к разогреву жидкости. В качестве следующей задачи следовало бы рассмотреть структуру разрыва с учетом процессов релаксации намагничивания, что может привести к появлению затухающих колебаний намагниченности и параметра порядка.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 08-01-00026, 08-01-00401).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Кирюшин В.В. Структурирование магнитных жидкостей // Докл. АН СССР, 1983, т. 272, № 6. – С. 1535-1539.
2. Такетоми С., Тикадзуми С. Магнитные жидкости. М.: Мир, 1993. – 272 с.
3. Голубятников А.Н. Термодинамическая устойчивость анизотропных магнитных жидкостей и их поверхности в магнитном поле // Успехи механики, 2006, т. 4, № 3. – С. 3-25.
4. Толедано Ж.-К., Толедано П. Теория Ландау фазовых переходов. М.: Мир, 1994. – 462 с.
5. Годунов С.К. Элементы механики сплошной среды. М.: Наука, 1978. — 304 с.
6. Golubiatnikov A. N., Izotov D. E. Relaxation model of orientational phase transition in fullerite C_{60} // Journal of Physics and Chemistry of Solids, 2002, v. 63, issue 10. – P. 1883-1888.

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ МГД-ТЕЧЕНИЙ С ЗАМКНУТЫМИ ЛИНИЯМИ ТОКА

Луговцов Б.А., Котельникова М.С.

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН
630090, г. Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 15. Факс: (383)3331612;

E-mail: kotelnikova@hydro.nsc.ru

Новосибирский Государственный Университет
630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, д.2



Луговцов Борис Александрович окончил Московский физико-технический институт в 1958 г., затем в 1961 г. – аспирантуру этого же института. В 1965 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, а в 1978 докторскую диссертацию. В 1980 году присвоено звание профессора. Имеет более 50 научных публикаций. В настоящее время является главным научным сотрудником ИГиЛ СО РАН и профессором НГУ. Научно-исследовательская работа в области МГД устойчивости жидкостей поощрялась грантами РФФИ, Минобрзаования РФ и т. д.



Котельникова Мария Станиславовна окончила Новосибирский Государственный Университет в 2000 г., затем в 2003 г. – аспирантуру Института гидродинамики СО РАН. В 2005 году защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Имеет 14 научных публикаций. В настоящее время является научным сотрудником ИГиЛ СО РАН и ст. преподавателем НГУ. Научно-исследовательская работа в области МГД устойчивости жидкостей поощрялась грантами РФФИ, Президента РФ и т. д.

ВВЕДЕНИЕ. Пусть имеется стационарное осесимметричное (полоидальное) течение невязкой жидкости в ограниченной осесимметричной области, поддерживаемое полем массовых сил (осесимметричным, полоидальным). В цилиндрических координатах $\mathbf{r} = (z, r, \varphi)$, $\mathbf{v}_0 = (w_0(z, r), u_0(z, r), 0)$. В этот поток вносятся малые осесимметричные возмущения (в общем случае произвольные) с отличной от нуля азимутальной ($v_\varphi = v$) составляющей скорости. Поле массовых сил и границы не возмущаются. Если возмущения затухают или их амплитуда не увеличивается, то течение устойчиво и закрутки не возникает. В случае неустойчивости возмущения нарастают. Если в результате эволюции начальных возмущений в силу точных нелинейных уравнений вырабатывается течение (стационарное, периодическое, нестационарное)

ное беспорядочное, турбулентное), в котором средняя азимутальная составляющая скорости конечна: $\langle v_\varphi \rangle = \int_0^{2\pi} v_\varphi(t, z, \varphi) d\varphi \neq 0$, а энергия

вращательного движения вокруг оси симметрии сравнима с энергией исходного полоидального течения, то будем говорить о возникновении спонтанной закрутки.

Впервые проблема спонтанной закрутки сформулирована в работе [1] следующим образом: может ли возникать вращательно-симметричное течение при отсутствии явных внешних источников вращения, т.е. в условиях, когда осесимметричное движение без вращения заведомо возможно?

Простейшим примером закрутки потока может служить возникновение стокового вихря [3]. В этом случае механизм, порождающий вращательное движение, так же как при возникновении интенсивных мезомасштабных атмосферных вихрей (пылевых столбов, смерчей, торнадо), до конца не выяснен. Не исключено, что спонтанная закрутка играет существенную роль в этом механизме.

ПРИБЛИЖЕНИЕ УЗКОГО ЗАЗОРА. В общепринятых обозначениях течения идеально проводящей невязкой несжимаемой жидкости в магнитном поле описываются следующей системой уравнений:

$$\mathbf{v}_t - \mathbf{v} \times \text{rot} \mathbf{v} + \mathbf{h} \times \text{rot} \mathbf{v} = \mathbf{F} - \nabla(p + \mathbf{v}^2/2), \quad \text{div} \mathbf{v} = 0, \quad (1,2)$$

$$\mathbf{h}_t = \text{rot} \mathbf{v} \times \mathbf{h}, \quad \text{div} \mathbf{h} = 0, \quad (3,4)$$

здесь $\mathbf{h} = \mathbf{H}/\sqrt{4\pi}$; $\mathbf{F} = (F_z, F_r, 0)$ – полоидальное поле внешних массовых сил.

Рассматривается приближенная постановка задачи линейной устойчивости для осесимметричного вязкого МГД-течения идеально проводящей жидкости с круговыми линиями тока (функция тока исходного стационарного течения имеет вид

$$\psi(z, r) = \psi(R),$$

где $R = \sqrt{(r - r_0)^2 + z^2}$ – расстояние от круговой оси тора ($R < r_0$); r_0 – расстояние от оси z до общей круговой оси торов малого радиуса R) в приближении узкого зазора.

Исследуемое течение заключено между двумя линиями тока, соответствующими значениям $R = R_0$ и $R = R_0 + d$. Для азимутальных компонент скорости v и магнитного поля h должна выполняться периодичность на линиях тока и условие прилипания на границах рассматриваемой области. На h на границах области течения условие не

ставится, и ее значение определяется из уравнений, описывающих течение.

Рассмотрим предельный переход такой, что $d \rightarrow 0$, $\rho \rightarrow \infty$, а величина $\rho d \rightarrow \rho_*$, где ρ_* -конечная величина (масса на единицу площади). Далее считаем $\rho_* = 1$. При этом $H \rightarrow \infty$, а $h = H/\sqrt{4\pi\rho} \rightarrow h_*$ -конечная величина. Величина $\Pi \rightarrow \infty$, а $\Pi d \rightarrow \Pi_*$ - конечная величина (отрицательное поверхностное натяжение). Разность $\Pi(R_0 + d) - \Pi(R_0) \rightarrow \Delta\Pi$ - конечная величина (давление, обеспечивающее центростремительное ускорение).

В результате предельного перехода получаем безразмерную систему уравнений для определения течения (время в R_0/q_0 , v и h в q_0):

$$Q'(t) = \frac{k\sqrt{1-k^2}}{2\Pi} \int_0^{2\pi} \frac{\sin\theta}{1-k\cos\theta} (v^2 - h^2) d\theta, \quad (5)$$

$$v_t + \frac{q(t)}{1-k\cos\theta} v_\theta + \frac{q(t)k\sin\theta}{(1-k\cos\theta)^2} v = \frac{\varepsilon}{1-k\cos\theta} h_\theta + \frac{\varepsilon k\sin\theta}{(1-k\cos\theta)^2} h, \quad (6)$$

$$h_t + \frac{q(t)}{1-k\cos\theta} h_\theta - \frac{q(t)k\sin\theta}{(1-k\cos\theta)^2} h = \frac{\varepsilon}{1-k\cos\theta} v_\theta - \frac{\varepsilon k\sin\theta}{(1-k\cos\theta)^2} v, \quad (7)$$

где $\frac{Q(t)}{1-k\cos\theta} = q(t, \theta) = w\cos\theta + u\sin\theta$ - комбинация полоидальных компонент течения.

Для полученной интегро-дифференциальной системы справедлив закон сохранения энергии (и ряд других законов сохранения).

Решения системы (5-7) находились численно с учетом начальных данных и условию периодичности. Численные расчеты в закритической области показали, что в результате развития возмущений возникает спонтанная закрутка (в указанном выше смысле), т.е. течение, в котором интенсивность (энергия) вращательного движения сравнима с интенсивностью (энергией) исходного полоидального течения.

На рис. 1 и 2 приведены результаты вычислений при различных значениях параметров ε и k .

На рис.1 приведены зависимости азимутальной E_v , полоидальной E_q и полной E энергий (отнесенных к полной начальной энергии) от времени при для $\varepsilon = 0.05; 0.50$, $k = 0.5$, $v(0, \theta) = 0.1\sin\theta$. На рис. 2 представлены зависимости $v(\theta)$ и $h(\theta)$ при $t = 100$. В этих случаях пространственный период 2π по θ разбивался на $n = 800$ ячеек. Из

рис. 1 и 2 следует, что закон сохранения энергии выполняется с достаточной точностью ($E=1$). Законы сохранения момента импульса и азимутального потока магнитного поля также выполняются достаточно точно. При выбранном начальном условии эти потоки равны нулю и отклоняются от нуля не более чем на 0,001.

Полученные результаты показывают, что при $\varepsilon \neq 0$ вследствие потери устойчивости энергия азимутальных компонент скорости и магнитного поля увеличивается, а энергия полоидального потока уменьшается практически до нуля (при $\varepsilon = 0.05$). Усредненные по времени энергии магнитного поля и вращательного движения жидкости при больших значениях t становятся сравнимыми по величине с начальной энергией исходного полоидального потока. Таким образом, возникает спонтанная закрутка (в соответствии с принятым выше определением).

Возникающее в результате потери устойчивости течение имеет нерегулярный (хаотический) характер и во времени и в пространстве. С увеличением времени растут амплитуды коротковолновых гармоник.

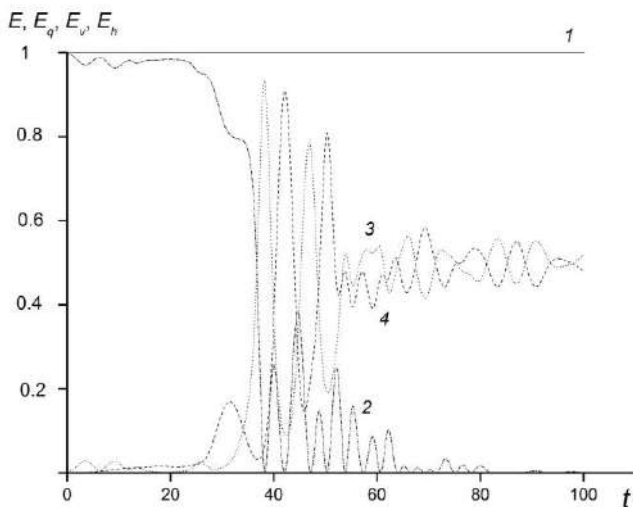


Рис. 1. Зависимость энергии от времени для $\varepsilon = 0.05$, $k = 0.5$:

- 1 – полная энергия E ; 2 – азимутальная энергия E_v ; 3 – полоидальная энергия E_q ;
 4 – энергия магнитного поля E_h

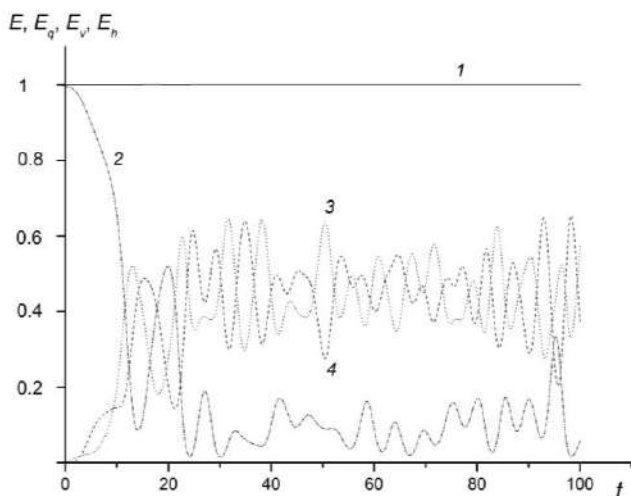


Рис. 2. Зависимости энергии от времени при $k = 0.5$, $\varepsilon = 0.5$; остальные обозначения те же, что на рис. 1

ЗАКЛЮЧЕНИЕ. Проведенное исследование дает первый пример возникновения спонтанной закрутки в ограниченной области в жесткой (гарантированное отсутствие втекающего потока осевого момента импульса), но достаточно естественной постановке.

Показано, что при определенных параметрах исходного поперечного потока — замагниченности \mathcal{E} и геометрической характеристике k энергия исходного потока почти полностью переходит в энергию возникающего азимутального (вращательного) поля скорости и магнитного поля. При этом в широком диапазоне параметров исходного течения средние (по времени) энергии вращательного движения и магнитного поля при больших значениях t равны по величине.

Отметим, что даже при малой замагниченности $\varepsilon = 0.05$ в результате потери устойчивости возникает значительное по величине магнитное поле, что можно трактовать как спонтанное намагничивание. Не исключено, что подобный механизм может играть существенную роль в проблеме геомагнитного динамо.

В результате численных исследований определены некоторые другие свойства возникающего вторичного течения: при $\mathcal{E} = 0$ течение устойчиво и при любых начальных условиях (не малых) течение периодически; при большой надкритичности течение во времени имеет нерегулярный (хаотический) характер, а его пространственная структура

достаточно сложна: дифференциальное вращение, которое является следствием закона сохранения магнитного момента импульса и азимутального магнитного потока.

Работа выполнена при поддержке Гранта Президента РФ МК-2159.2010.5

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Гольдштик М.А., Жданова Е.М., Штерн В.Н. Спонтанная закрутка затопленной струи // Докл. АН СССР. 1984. Т.277, №4. С.815 – 818.
2. Луговцов Б.А. Трехмерные автоколебательные магнитогидродинамические течения жидкости конечной проводимости в канале кольцевого сечения при наличии продольного магнитного поля // Магнит. гидродинамика. 1993. №1. С.41 – 48.
3. Лаврентьев М.А. Проблемы гидродинамики и их математические модели. М.: Наука, 1973. 198 с.
4. Котельникова М.С., Луговцов Б.А. О спонтанной закрутке в осесимметричных МГД-течениях с замкнутыми линиями тока идеально проводящей жидкости. ПМТФ. 2007. Т.48, №3. С.40 – 50.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ НА ТЕЧЕНИИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

Тактаров Н. Г.

Мордовский государственный педагогический институт

430007, г. Саранск, ул. Студенческая, 11 А.

E-mail: colonnt@mail.ru



Тактаров Николай Григорьевич – доктор физико-математических наук с 1989 г., профессор по кафедре теоретической механики с 1990 г., Заслуженный деятель науки Республики Мордовия с 1995 г. Имеет более 125 публикаций, среди них 2 учебных пособия по высшей математике, изданных московским издательством URSS.

1. Сформулирована и исследована математическая модель распространения нелинейных поверхностных волн на течении (потоке) идеальной несжимаемой магнитной жидкости с постоянной магнитной проницаемостью $\mu_1 = \mu$, движущейся в промежутке между плоскими горизонтальными полюсами постоянного магнита, создающего однородное вертикальное магнитное поле. Система координат: ось z^* направлена вертикально вверх против ускорения свободного падения \bar{g} ; $z^* = -h_1^*$ – поверхность нижнего полюса магнита; $z^* = h_2^*$ – поверхность верхнего полюса; $z^* = 0$ – невозмущенная (плоская) свободная поверхность жидкости, занимающей область: $-h_1^* \leq z^* \leq 0$. ($i=1$); область: $0 \leq z^* \leq h_2^*$ ($i=2$) – слой воздуха ($\mu_2 = 1$); $i=1,2$ – номер области. Ось x^* выбрана в направлении распространения волны, совпадающего с направлением основного (невозмущенного) потока. От координаты y^* функции не зависят. Звездочкой обозначены в необходимых случаях размерные величины для их отличия от соответствующих безразмерных величин, обозначенных теми же буквами без звездочки. Движение жидкости описывается уравнением Эйлера, в котором объемная магнитная сила равна нулю, а также уравнением неразрывности. Уравнения для магнитного поля: $rot \bar{H}_i^* = 0$, $div \mu \bar{H}_i^* = 0$ ($i=1,2$). На поверхности жидкости действуют максвелловские механические напряжения, обусловленные скачком магнитной проницаемости.

Скорость, давление и напряженность магнитного поля в волне записываются в виде: $\vec{v}^* = \vec{u}^* + \vec{v}_w^*$, $\vec{p}^* = \vec{p}^* + \vec{p}_w^*$, $\vec{H}_i^* = \vec{H}_{0i}^* + \vec{H}_{wi}^*$. Здесь $\vec{u}^*(z^*) = u^*(z^*)\vec{e}_x$; $u^*(z^*) = sz^* + u^*(0)$ – скорость невозмущенного потока (заданная линейная функция); $p_0^*(z^*) = const - \rho g z^*$ – гидростатическое давление; индексом «0» обозначены равновесные величины, индексом «w» – возмущения; $\vec{H}_{0i}^* = const$ ($i = 1, 2$); $\mu \vec{H}_{01}^* = \vec{H}_{02}^* \equiv B_0$; $\vec{v}^* = \vec{v}_x^* \vec{e}_x + v_z^* \vec{e}_z$; \vec{e}_x , \vec{e}_z – орты соответствующих осей координат.

На свободной поверхности жидкости выполняются граничные условия: 1) равенство нормальных составляющих скоростей жидкости v_n^* и поверхности жидкости; 2) непрерывность касательной составляющей магнитного поля; 3) непрерывность нормальной составляющей индукции: $\mu_1 H_{n1}^* = \mu_2 H_{n2}^*$; 4) баланса сил, приложенных к свободной поверхности жидкости с учетом коэффициента поверхностного натяжения α . Условия на твердых поверхностях $z^* = -h_1^*$, $z^* = h_2^*$: $v_z^* = 0$, $\varphi_{wi}^* = 0$ ($\vec{H}_{wi}^* = \nabla \varphi_{wi}^*$).

2. Для решения задачи используется метод малого параметра, в качестве которого берется безразмерная амплитуда волны $\varepsilon = k|\xi^*|_{\max}$, где $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны, предполагаемая заданной; $z^* = \xi^*(x^*, t^*)$ – уравнение свободной поверхности. Введем безразмерные величины:

$$\begin{aligned} x &= k(x^* - c^* t^*), & z &= kz^*, & \xi &= k\xi^*/\varepsilon, & \vec{v} &= \vec{v}_w^*/(\varepsilon \cdot c_0^*), \\ u &= u^*(z^*)/c_0^*, & p &= p_w^*/(\varepsilon \rho c_0^{*2}), & \vec{H}_i &= \vec{H}_{wi}^*/(\varepsilon |\vec{H}_{0i}^*|), \\ \varphi_i &= \frac{k\varphi_{wi}^*}{\varepsilon |\vec{H}_{0i}^*|}, & c &= c^*/c_0^*, & \gamma &= \frac{H_{0iz}^*}{|\vec{H}_{0i}^*|} = \pm 1. \end{aligned}$$

Здесь ρ – плотность, c_0^* – значение фазовой скорости c^* в линейном приближении (при $\varepsilon = 0$).

В результате, для нахождения безразмерных величин ξ , \vec{v} , p , c , \vec{H}_1 , \vec{H}_2 получаем следующую нелинейную краевую задачу с неизвестной заранее формой свободной поверхности:

а) уравнения

$$\begin{aligned} (u - c) \frac{\partial \vec{v}}{\partial x} + v_x \frac{\partial u}{\partial z} \vec{e}_x + \varepsilon (\vec{v} \nabla) \vec{v} &= -\nabla p, & \text{div } \vec{v} &= 0, & (1) \\ \frac{\partial^2 \varphi_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi_i}{\partial z^2} &= 0, & \vec{H}_i &= \nabla \varphi_i, & (i = 1, 2); \end{aligned}$$

б) граничные условия

1) на свободной поверхности $z = \varepsilon \xi(x)$;

$$v_z = (u - c) \frac{d\xi}{dx} + \varepsilon v_x \frac{d\xi}{dx}, \quad (2)$$

$$\gamma(1 - \mu) \frac{d\xi}{dx} + H_{1x} - \mu H_{2x} = 0, \quad H_{2z} - \varepsilon H_{2x} \frac{d\xi}{dx} = \mu(H_{1z} - \varepsilon H_{1x}) \frac{d\xi}{dx},$$

$$a_2^2 [-\gamma H_{2z} + \frac{1}{2} \varepsilon (H_{2x}^2 - H_{2z}^2) + \varepsilon (\frac{d\xi}{dx})^2 + 2\varepsilon \gamma H_{2x} \frac{d\xi}{dx}] - \mu a_1^2 [-\gamma H_{1z} + \frac{1}{2} \varepsilon (H_{1x}^2 - H_{1z}^2) + \varepsilon (\frac{d\xi}{dx})^2 + 2\varepsilon \gamma H_{1x} \frac{d\xi}{dx}] - p + v^2 \xi = \sigma^2 \frac{d^2 \xi}{dx^2} [1 - \frac{3}{2} \varepsilon^2 (\frac{d\xi}{dx})^2],$$

$$a_i^2 = \frac{H_{0i}^{*2}}{4\pi \rho c_0^{*2}}, \quad \sigma^2 = \frac{\alpha k}{\rho c_0^{*2}}, \quad v^2 = \frac{g}{k c_0^{*2}};$$

2) на поверхности $z = -h_1 = -kh_1^*$:

$$v_z = 0, \quad \varphi_1 = 0;$$

3) на поверхности $z = h_2 = kh_2^*$: $\varphi_2 = 0$.

На функцию $\xi(x)$ наложены условия:

$$\xi(x + 2\pi) = \xi(x), \quad \xi(-x) = \xi(x), \quad \int_0^{2\pi} \xi(x) dx = 0.$$

Решение краевой задачи (1), (2) ищется в виде степенных рядов по малому параметру ε , например:

$$v_z(x, z) = v_{z0} + \varepsilon v_{z1} + \varepsilon^2 v_{z2} + \dots, \quad (3)$$

$$c = 1 + \varepsilon c_1 + \varepsilon^2 c_2 + \dots$$

Здесь $v_{zi}(x, z)$ – неизвестные функции, c_i – неизвестные параметры.

Все граничные условия переносятся с возмущенной поверхности $z = \varepsilon \xi(x)$ на плоскость $z = 0$, используя разложения соответствующих функций в ряды Маклорена, например:

$$v_x(x, z) = v_x(x, \varepsilon \xi) = v_x(x, 0) + \frac{\partial v_x}{\partial z} \Big|_{z=0} (\varepsilon \xi) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2} \Big|_{z=0} (\varepsilon \xi)^2 + \dots$$

Сначала методом разделения переменных решается линейная краевая задача (первое приближение), получающаяся из нелинейной при $\varepsilon = 0$. Для нахождения последующих приближений нелинейной задачи функции, являющиеся коэффициентами при различных степенях ε в рядах вида (3), например, v_{z0} , v_{z1} , v_{z2} , ..., сами ищутся в виде рядов по нормированным собственным функциям линейной краевой

задачи. В результате решения нелинейной краевой задачи неизвестные размерные функции и величины найдены с точностью до третьего приближения по ε включительно.

В частности, форма свободной поверхности определяется уравнением:

$$\xi^* = \frac{1}{k} [\varepsilon \cos x + \varepsilon^2 \Lambda_1 \cos 2x + \varepsilon^3 (\Lambda_2 \cos 3x + \Lambda_3 \cos x)]. \quad (4)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \Lambda_1 &= K_1 + \frac{1}{2} \operatorname{cth}(kh_1^*) - \frac{1}{4} \left. \frac{d(\ln w)}{dz} \right|_{z=0}, \\ \Lambda_2 &= K_2 + \left[\frac{1}{2} \operatorname{cth}(kh_1^*) - \left. \frac{d(\ln w)}{dz} \right|_{z=0} \right] \cdot \left[K_1 - \frac{1}{4} \left. \frac{d(\ln w)}{dz} \right|_{z=0} \right] + K_1 \operatorname{cth}(2kh_1^*) + \\ &+ \frac{1}{8} [2\operatorname{cth}^2(kh_1^*) + 1] - \frac{1}{4} \operatorname{cth}(kh_1^*) \cdot \left. \frac{d(\ln w)}{dz} \right|_{z=0}; \\ \Lambda_3 &= K_3 + \frac{1}{2} \left[\operatorname{cth}(kh_1^*) - \left. \frac{d(\ln w)}{dz} \right|_{z=0} \right] \cdot \left[K_1 - \left. \frac{d(\ln w)}{dz} \right|_{z=0} \right] + K_1 \operatorname{cth}(2kh_1^*) + \\ &+ \frac{1}{8} [2\operatorname{cth}^2(kh_1^*) + 3] - \frac{1}{4} \operatorname{cth}(kh_1^*) \cdot \left. \frac{d(\ln w)}{dz} \right|_{z=0} + \frac{c_2}{w(0)}; \end{aligned}$$

$w(z) = u(z) - 1$; K_1, K_2, K_3, c_2 – некоторые определенные параметры, зависящие от величин: $g, \rho, \alpha, h_1^*, h_2^*, \mu, B_0$.

Фазовая скорость определяется выражением:

$$c^* = c_0^* (1 + \varepsilon^2 c_2), \quad (c_1 = 0, c_2 \neq 0).$$

Здесь:

$$\begin{aligned} c_0^{*2} &= \left\{ \frac{g}{k} + \frac{\alpha k}{\rho} - \frac{B_0^2 (\mu - 1)^2}{4\pi\rho\mu[\mu \cdot \operatorname{th}(kh_2^*) + \operatorname{th}(kh_1^*)]} \right\} \cdot L^{-1}, \\ L &= w^2(0) \operatorname{cth}(kh_1^*) - w(0) \left. \frac{dw}{dz} \right|_{z=0}. \end{aligned}$$

При отсутствии основного течения жидкости, т. е. при $u^*(z^*) = 0$ ($w = -1$), полученное здесь решение задачи переходит в решение, приведенное в [1].

Высота волны (т.е. высота вершины при $x = 0$ над впадиной при $x = \pi$) равна:

$$h = \xi(0) - \xi(\pi) = \frac{2\varepsilon}{k} [1 + \varepsilon^2 (\Lambda_2 + \Lambda_3)].$$

Отклонения вершины и впадины волны от невозмущенной поверхности $z = 0$, а также их разность соответственно равны:

$$\begin{aligned} h_{ep} &= \xi(0) = \frac{\varepsilon}{k} [1 + \varepsilon \Lambda_1 + \varepsilon^2 (\Lambda_2 + \Lambda_3)], \\ h_{en} &= -\xi(\pi) = \frac{\varepsilon}{k} [1 - \varepsilon \Lambda_1 + \varepsilon^2 (\Lambda_2 + \Lambda_3)], \\ \delta h &= h_{ep} - h_{en} = \frac{2\varepsilon^2}{k} \Lambda_1. \end{aligned} \quad (5)$$

Отметим, что в формулах (5) исправлены неточности, замеченные в работе [1].

4. Координаты x^* , z^* частицы жидкости в волне удовлетворяют уравнениям:

$$\frac{dx^*}{dt^*} = u^* + v_{wx}^*, \quad \frac{dz^*}{dt^*} = v_{wz}^*. \quad (6)$$

Вводя безразмерное время $t = \omega_p t^*$ (ω_p – частота колебаний частицы жидкости), уравнения (6) запишем в виде:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{kc_0^*}{\omega_p} (u - ct + \varepsilon v_x) \quad \frac{dz}{dt} = \varepsilon \frac{kc_0^*}{\omega_p} v_z.$$

Решение этих уравнений ищется в виде рядов по малому параметру ε с неизвестными коэффициентами. В результате найден кинематический закон движения частицы жидкости с лагранжевыми координатами a и b : $x^* = x^*(t^*, a, b)$, $z^* = z^*(t^*, a, b)$. Компонента $v_x^* = u^* + v_{wx}^*$ скорости частицы жидкости имеет вид:

$$v_x^* = u^*(b) - \varepsilon^2 c_0^* V_s(b) + \text{периодические функции от времени}$$

порядка ε и выше.

Здесь второе слагаемое справа, имеющее порядок ε^2 , называется переносной скоростью Стокса. Величина $V_s(b)$ зависит от лагранжевой координаты b , характеризующей глубину $|b|$ ($b \leq 0$) частицы жидкости, и от других величин, перечисленных в тексте, который поясняет формулу (4).

Работа проводилась за счет средств ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы по теме: «Построение математической модели поверхностных волн в жидкостях».

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Тактаров Н. Г. Нелинейные поверхностные волны в магнитных жидкостях // Сб. науч. тр. 11-й Международной Плесской конференции по магнитным жидкостям. Иваново: ИГЭУ. 2004. С. 147-150.

ДИНАМИКА ДИПОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Коновалова Н.И., Мартынов С.И.

Югорский государственный университет
628012, г. Ханты-Мансийск, ул. Чехова, 16,
E-mail: martynovsi@mail.ru



Мартынов Сергей Иванович, доктор физико-математических наук. В настоящее время - профессор кафедры прикладной математики и информатики в геологии и нефтегазовом деле института нефти и газа Югорского государственного университета.



Коновалова Наталья Ивановна, кандидат физико-математических наук. Преподаватель кафедры математики и теоретической механики Мордовского государственного университета.

Образование и динамика структур в потоке жидкости представляют интерес, как для развития теории и методов моделирования, так и для различных приложений. В двухфазных средах типа суспензии существует два принципиально разных механизма взаимодействия частиц. Первый механизм связан с силами, непосредственно действующими между частицами. В результате действия сил притяжения между частицами возможна коагуляция с образованием более крупных агрегатов, с последующим выпадением их в осадок или образованием структуры в суспензии. Изменение состояния диспергированной фазы существенно влияет на реологические свойства всей системы в целом, что важно для практических приложений.

Второй механизм связан с гидродинамическим взаимодействием частиц. Например, в суспензии распределение скорости и давления жидкости вблизи какой-либо частицы зависит от расположения других частиц. Следовательно, движение одной частицы влияет на движение всех остальных, и наоборот. Такое взаимодействие частиц влияет на все процессы, происходящие в двухфазной среде.

В магнитной жидкости вопрос агрегирования связан с диполь-дипольным и гидродинамическим взаимодействием частиц, а также взаимодействием частиц с внешним полем. В работах [1-4] предложен метод аналитического решения задачи о гидродинамическом взаимодействии частиц в нестационарном потоке вязкой жидкости с учетом гидродинамического взаимодействия частиц. Учитываются нестационарные слагаемые в уравнениях движения жидкости и частиц. Полученные выражения для сил и моментов, действующих на частицы со стороны жидкости, позволяют изучить динамику частиц. Рассматривались как немагнитные, так и дипольные частицы.

Полученная система уравнений, описывающая динамику частиц в переменном внешнем поле, решалась численными методами при различных начальных условиях и параметров жидкости и частиц. Полученные результаты представлены для двух случаев внешнего магнитного поля

1. Одномерное внешнее магнитное поле. В этом случае, магнитное поле изменяется вдоль оси по закону $\cos \omega t$ и имеет следующие координаты: $H_x = H_0 \cos \omega t$. Аналогичные результаты получаются и при изменении магнитного поля по закону $\sin \omega t$

2. Вращающееся внешнее магнитное поле. В этом случае магнитное поле меняется в двух направлениях и имеет следующие координаты: $H_x = H_0 \cos \omega t$, $H_y = H_0 \sin \omega t$.

Результаты вычислений приводятся при следующих значениях плотности, вязкости жидкости и размеров частиц: $\rho = 0.889 \text{ г/см}^3$, $\eta = 0.01 \text{ г/см сек}$, $a = 0.001 \text{ см}$ – сплошная линия, $a = 0.002 \text{ см}$ – пунктирная линия; $a = 0.003 \text{ см}$ – штрих-пунктирная линия. Частота магнитного поля $\omega = 10000 \text{ сек}^{-1}$, напряженность $H = 100 \text{ э}$. Намагниченность насыщения материала частиц считалась равной 450 гаусс . Вычисления показывают, что вращение частиц (рис.1 -2) не является периодическим, а имеет сложный характер в зависимости от их размеров (с размером частиц связан их дипольный момент). Здесь φ – угол между проекцией вектора дипольного момента частицы на плоскость XY и осью X , θ – угол между вектором момента и осью Z . Во всех рассмотренных случаях частицы в результате взаимодействия удаляются друг от друга (рис.3), что свидетельствует о том, что частицы не смогут образовать агрегаты. Такое поведение частиц в быстропеременном магнитном поле существенно отличается от результата по взаимодействию магнитных частиц в стационарных или квазистационарных магнитных полях [5], когда внешнее магнитное поле способствует агрегации частиц.

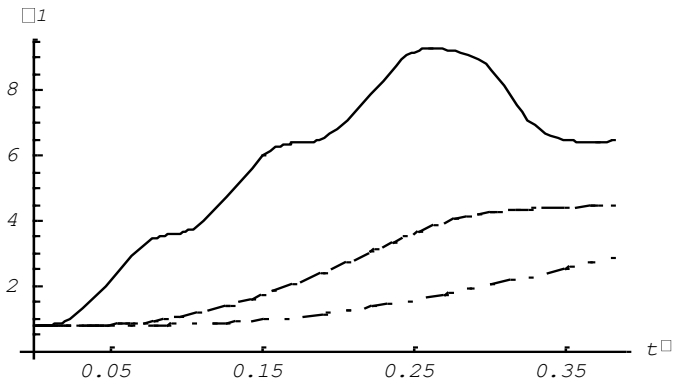


Рис.1. Зависимость угла поворота φ частицы

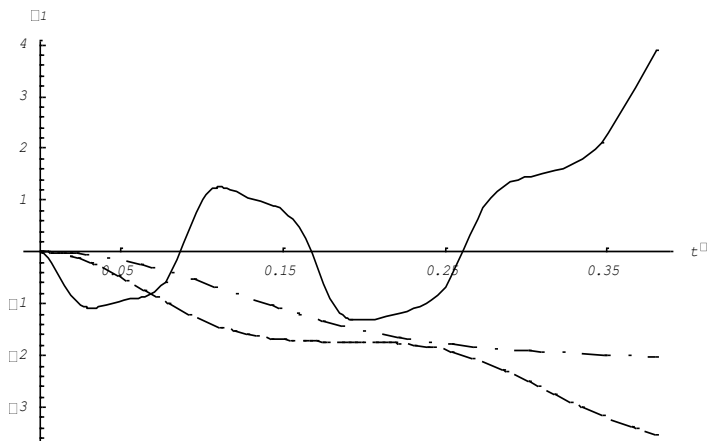
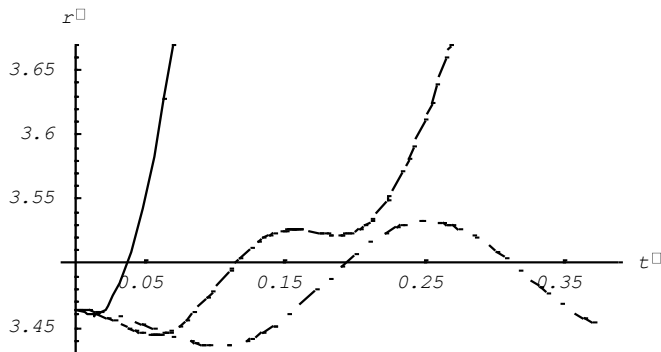


Рис.2. Зависимость угла поворота θ частицы

Рис.3. Зависимость безразмерного расстояния r/a между частицами

Результаты вычислений позволяют предположить, что подбором частоты магнитного поля можно исследовать магнитные жидкости без образования агрегатов в них частицами определенного размера. Чем больше размер частиц, тем меньше частота поля. В реальной жидкости мы имеем полидисперсные частицы. Поэтому, для того, чтобы образование агрегатов было минимизировано внешним магнитным полем, необходимо определить характерный размер частиц в жидкости. Зная этот размер, определить частоту, при котором магнитное поле не способствует их агрегированию.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Коновалова Н.И. Взаимодействие двух сфер в нестационарном потоке вязкой жидкости / Н.И. Коновалова, С.И. Мартынов // Труды Средневолжского математического общества. - Саранск, 2007. - Т. 9, № 2. - С. 120-125.
2. Коновалова Н.И. Метод расчета гидродинамического взаимодействия сферических частиц в нестационарном потоке вязкой жидкости / Н.И. Коновалова, С.И. Мартынов // Прикладная математика и механика: Сб. научных трудов Ульяновского госуд. технич. ун-та. - Ульяновск, 2007. - С.159-164.
3. Коновалова Н.И. Обтекание двух сфер нестационарным потоком вязкой жидкости / Н.И. Коновалова, С.И. Мартынов // Нелинейная динамика. - 2008. - Т.4, №4. - С.467-481.
4. Коновалова Н.И. Динамика магнитных частиц в потоке вязкой жидкости / Н.И. Коновалова, С.И. Мартынов // Труды 13-й международной Плесской конференции по нанодисперсным магнитным жидкостям. - Плес, 2008. - С. 81-86.
5. Борискина И.П. Взаимодействие частиц в неоднородном магнитном поле/ И.П. Борискина // Вестник МГУ, - Саранск: МГУ, 2003. № 4 -С. 20-23.

ФОРМИРОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В РАСПЛАВЕ ПЛАВИЛЬНОГО АГРЕГАТА

Дмитриевский В.А., Идиятулин А.А., Сарапулов Ф.Н.

Уральский федеральный университет
имени первого Президента России Б.Н. Ельцина
620002, г. Екатеринбург, ул. Мира, 19. Факс: (343) 3759514;
E-mail: sarapulovfn@yandex.ru



Дмитриевский Владимир Александрович, Кандидат технических наук, доцент по кафедре информационных технологий Нижнетагильского технологического института (филиала) УрФУ. Окончил УрГУ. А.М. Горького в 1996 г. В 2007 г. Защитил диссертацию по теме «Исследование индукционных машин с разомкнутым магнитопроводом на основе теории поля и теории цепей». Автор более 30 научных трудов и одного учебного пособия.



Идиятулин Алексей Александрович, аспирант кафедры ЭЭС УрФУ. Окончил УГТУ-УПИ в 2007 году, имеет более 20 публикаций в сборниках и журналах, в том числе 4 публикации в журналах, одобренных ВАК. Основная тематика научных исследований – МГД- процессы и технологии.



Сарапулов Федор Никитич окончил УПИ в 1962 году. В 1982 году защитил диссертацию на соискание ученой степени д.т.н. по теме «Несимметричные индукционные двигатели с замкнутыми и разомкнутыми магнитопроводами». Имеет более 400 публикаций, в том числе 75 статей, 40 а.с. на изобретение и патентов. В настоящее время профессор, д.т.н., зав. кафедрой «Электротехника и электротехнологические системы» УрФУ.

Сотрудниками кафедры «Электротехника и электротехнологические системы» решается проблема создания программного комплекса, предназначенного для анализа и возможного использования при проектировании плавильных агрегатов (ПА) с вращением расплава в ванне печи [1].

В работе предлагается математическая модель, описывающая электромагнитные процессы в ПА, создающие распределенное механическое усилие, воздействующее на жидкий металл, и гидромеханические процессы движения жидкого металла (вращения) под действием этого усилия. Решение уравнений электродинамики и гидромеханики выполнено методом конечных элементов (КЭ) при помощи пакета Comsol Multiphysics. ПА имеет МГД-устройство, которое по своей

конструкции аналогично индуктору асинхронного двигателя, отличаются от последнего соотношением геометрических размеров и элементами конструкции обмотки [2, 3]. В результате электромагнитного воздействия жидкий металл вращается, и образуется лунка [3] (рис. 1). Таким образом, форма поверхности металла изменяется во времени. Для расчета этой поверхности необходимо рассчитать поле скоростей.

ПА имеет аксиальную симметрию, поэтому ковариантный переход в цилиндрическую систему координат позволяет разработать математическую модель при помощи двумерной краевой задачи.



Рис. 1. Схема ПА с МГД-устройством

Наиболее просто методом КЭ можно осуществить моделирование физических объектов с неподвижными границами. При движении границ объекта, сохраняющему его топологию, можно прибегнуть к преобразованию координат, зависящему от времени t , и отображающему границу в начальный момент времени на границу в момент времени t . При этом составляющие векторов вычисляются по старой (не преобразованной) координатной сетке.

Преобразование координат, описывающее движение границы жидкого металла в ПА, можно упростить в силу неподвижности границы жидкого металла в местах соприкосновения со стенкой. В предлагаемой модели применено масштабирование осевой координаты z , причем масштаб m зависит от радиальной координаты r .

$$r=U, z=mL, \quad (1)$$

где U и L – радиальная и осевая координаты в начальный момент времени.

Преобразование производных имеет вид:

$$\frac{\partial f}{\partial z} = \frac{\partial f}{m \partial L}; \quad \frac{\partial f}{\partial R} = \frac{\partial f}{\partial U} - \frac{L \partial m}{m \partial U} \cdot \frac{\partial f}{\partial L}; \quad \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{r,z} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{L,U} - \frac{L \partial m}{m \partial t} \frac{\partial f}{\partial L};$$

Магнитная проницаемость расплавленного металла близка к единице, что позволяет выразить по формуле Ампера объемное усилие

f , действующее на жидкий металл, через плотность тока j и магнитную индукцию B : $f = j * B$ и в действующих комплексных значениях: $f = \text{Re}(j * B)$. Для расчета B решается краевая задача в слабой формулировке, причем функционал Б.Г. Галеркина принят в виде [4]

$$\delta S = \delta \iint \left(\frac{\left(\frac{\partial \tilde{A}_r}{\partial z} - \frac{\partial \tilde{A}_z}{\partial r} \right)}{2\mu_\theta \mu_0} + \frac{k_\theta^2}{r^2} \left(\frac{\tilde{A}_z^2}{2\mu_r \mu_0} - \frac{\tilde{A}_r^2}{2\mu_r \mu_0} \right) \right) r dr dz - \iint (\tilde{J}_r \delta \tilde{A}_r + \tilde{J}_z \delta \tilde{A}_z) r dr dz$$

где \tilde{A}_r, \tilde{A}_z – радиальная и осевая составляющие векторного магнитного потенциала, азимутальная составляющая принимается равной нулю, k_θ – число пар полюсов, J_r, J_z – радиальная и осевая составляющие плотности тока [4]. Решая краевую задачу, получаем объемные усилия в области жидкого металла.

Течение жидкого металла в ПА характеризуется числами Рейнольдса $Re = 105-106$ и более и имеет ярко выраженный турбулентный характер. Как известно, основной вклад в турбулентный перенос импульса вносят крупномасштабные флюктуации. Для их описания созданы полуэмпирические теории.

Для описания пристеночных турбулентных движений применима теория пути перемешивания, разработанная Л. Прандтлем [4]. В этой теории турбулентная вязкость рассчитывается по формуле:

$$\nu = 0.16 \rho l^2 \left| \frac{\partial v}{\partial l} \right|, \quad (2)$$

где v – средняя скорость, ρ – плотность жидкости, l – расстояние до стенки.

Теория Л. Прандтля приводит к логарифмическому закону распределения средней скорости в пристеночной области, хорошо согласующемуся с экспериментом. Для абсолютно шероховатой поверхности этот закон имеет вид:

$$v = v_0 \left(2.5 \ln \left(\frac{l}{k} \right) + 8.48 \right) = 2.5 v_0 \ln \left(\frac{30l}{k} \right), \quad (3)$$

где k – средняя высота бугорка, l – расстояние до стенки, v_0 – динамическая скорость.

Чтобы применить полуэмпирическую теорию Л. Прандтля для моделирования вращательного течения жидкого металла в индукционной печи формируется функционал, приводящий к уравнению Навье-Стокса с вязкостью, задаваемой формулой (2):

$$\delta \iint \left(\frac{-r \cdot 0.16l^2 (\sqrt{2}S)^3}{3} + \frac{p}{\rho} \left(r \left(\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + v_r \right) \right) dr dz +$$

$$+ \iint \left(\left(\frac{F_r}{\rho} - \frac{\partial v_r}{\partial t} \right) \delta v_r + \left(\frac{F_z}{\rho} - \frac{\partial v_z}{\partial t} \right) \delta v_z + \left(\frac{F_\theta}{\rho} - \frac{\partial v_\theta}{\partial t} \right) \delta v_\theta \right) dr dz; \quad (4)$$

где $S = \sqrt{S_{rr}^2 + S_{zz}^2 + S_{\theta\theta}^2 + 2(S_{r\theta}^2 + S_{\theta z}^2 + S_{rz}^2)}$ – скалярная мера скорости деформации, выраженная через физические составляющие тензора

скорости деформации: $S_{rr} = \frac{\partial v_r}{\partial r}$, $S_{\theta\theta} = \frac{v_r}{r}$, $S_{zz} = \frac{\partial v_z}{\partial z}$, $S_{\theta z} = \frac{1}{2} \frac{\partial v_\theta}{\partial z}$,

$S_{r\theta} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_\theta}{\partial r} - \frac{v_\theta}{r} \right)$, $S_{rz} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial r} \right)$, причем выражение $\sqrt{2}S$ является

аналогом модуля производной $\left| \frac{\partial v}{\partial l} \right|$, содержащегося в (2);

$\frac{dv_r}{dt} = \frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{v_\theta^2}{r}$, $\frac{dv_\theta}{dt} = \frac{\partial v_\theta}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_\theta}{\partial z} - \frac{v_\theta v_r}{r}$,

$\frac{dv_z}{dt} = \frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z}$ – полные производные скоростей по времени; p – давление, F_r, F_z, F_θ – физические составляющие объемных

усилий, l – расстояние до ближайшей стенки.

Чтобы вблизи пристеночной области решение краевой задачи, соответствующей функционалу (4), имело вид (3), применялся следующий прием. В пристеночной области выделялся тонкий слой толщиной λ , для которого после подстановки (3) в (4) выражение (4) приближенно сводилось к криволинейному интегралу первого рода:

$$\left(\frac{0.4}{\ln \left(\frac{30\lambda}{k} \right)} \right)^{\frac{2}{3}} \int r v^{\frac{2}{3}} d\xi$$

где v – модуль скорости.

Расчет поверхности жидкого металла в ПА определялся следующим образом. Пусть $z(r, t)$ – функция, описывающая поверхность жидкого металла в момент времени t . За время dt точка, находящаяся на поверхности жидкого металла в момент времени $t=t_0$ и имеющая координаты (r_0, z_0) , примет координаты $(r_0 + v_r dt, z_0 + v_z dt)$:

$$z_0 + v_z dt = z(r_0 + v_r dt, t + dt)$$

Отсюда :

$$\frac{\partial z}{\partial t} = v_z - v_r \frac{\partial z}{\partial r}$$

Это соотношение описывает движение поверхности жидкого металла и позволяет задать масштаб в выражении (1).

В соответствии с идеологией метода КЭ поверхность естественно аппроксимировать сплайном. Однако эти попытки привели к расходимости итераций применяемого в Comsol Multiphysics неявного метода интегрирования дифференциальных уравнений. Поэтому в предлагаемой модели применяется полиномиальная аппроксимация поверхности.

Результаты моделирования представлены на рис. 2. (*a* – первоначальный уровень металла и шлака, *б* – уровень металла и шлака в конце технологического процесса).

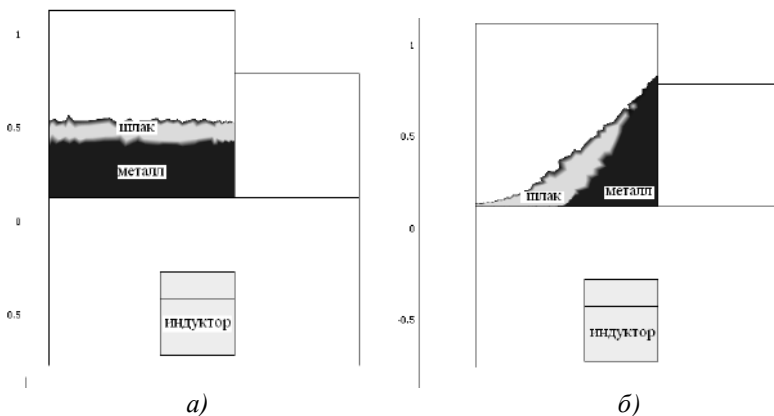


Рис.2. Уровень металла в ванне ПА

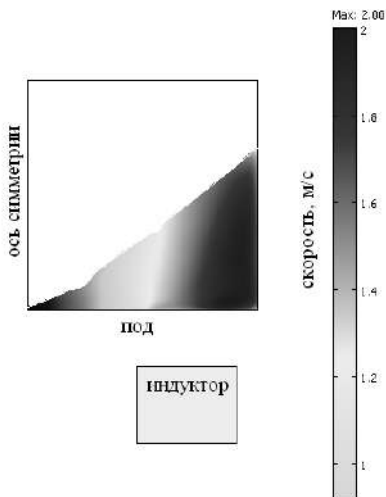


Рис.3 Распределение окружной скорости по объему металла в ПА

На рис. 3 изображена цветовая картина окружной скорости расплава в ПА с учетом высоты лунки металла в ванне .

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Сарапулов Ф.Н., Сарапулов С.Ф., Сидоров О.Ю. Математическое моделирование мгд-процессов в электромагнитном вращателе расплава// Сборник трудов 13-ой Международной Плесской конференции по нанодисперсным магнитным жидкостям. Плес. Сентябрь 2008. с.244-249.
2. Идиятулин А.А., Сарапулов С.Ф., Сарапулов Ф.Н., Фаткуллин С.М. Моделирование торцевого индукционного вращателя металлического расплава// Электротехника 2009. №7. С.38-43
3. Сарапулов Ф.Н., Сарапулов С.Ф., Третьяков В.С., Фризен В.Э., Фаткуллин С.М., и др. Многофункциональный плавильный агрегат для мини-металлургических предприятий // Промышленная энергетика, №5, 2010, С.7-11
4. Иваницкий С.В., Сарапулов Ф.Н., Дмитриевский В.А. К математическому моделированию электромагнитных процессов в тигельных индукционных печах с арашающимся расплавом //Труды 3 Международной научно-технической конференции «Электромеханические и электромагнитные преобразователи энергии и управляемые электромеханические системы». Екатеринбург: УГТУ-УПИ, 2007, 348 с.

**МАГНИТОДИНАМИКА СУСПЕНЗИЙ
ВЫСОКОКОЭРЦИТИВНЫХ МАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ
В МАЛЫХ ПЕРЕМЕННЫХ ПОЛЯХ:
ВОЗМОЖНОСТИ ЗОНДИРОВАНИЯ ВЯЗКОСТИ ЖИДКОСТИ**

Кашевский Б.Э., Кашевский С.Б., Прохоров И.В.

Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси,

г. Минск, ул. П. Бровки 15, факс (+375-17) 2922513

E-mail: office@hmti.itmo.by

Введение. Ориентационная динамика малых магнитных частиц в жидкой матрице в течение многих лет вызывает интерес в различных областях фундаментальных и прикладных исследований [1-3]. В последнее время заметный интерес вызвало использование ориентационной динамики магнитных частиц для зондирования механических свойств среды (реометрия) [4-6]. В настоящей работе изучена магнитодинамика механически диспергированных в жидкости частиц с вращенным магнитным моментом и рассмотрена возможность использования подобных частиц для зондирования вязкости жидкости.

Экспериментальное исследование. Материалы и методы. Образцы сред с различной вязкостью получали путем смешивания в разных пропорциях жидкостей с малой (раствор низкомолекулярного поливинилпирролидона в физиологической жидкости) и большой (глицерин) вязкостями. Состав и вязкость η полученных образцов при комнатной температуре представлены в табл. 1. Здесь c_v – объемная концентрация глицерина.

Таблица 1

Вязкость жидких образцов

№	1	2	3	4	5	6	7	8
c_v	0	0.13	0.26	0.40	0.53	0.66	0.80	0.93
η , Пз	0.021	0.027	0.034	0.050	0.069	0.142	0.239	0.470

Для зондирования вязкости жидкости использовали промышленные игольчатые частицы диоксида хрома. Для приготовления суспензий магнитных частиц в полученных растворах использовали механический диспергатор ИКА 10 basic с насадкой S 10N-10G. Объемная концентрация c частиц во всех случаях составляла величину 0.005. Магнитодинамику изучали на установке, использованной ранее для исследования динамического магнитного гистерезиса в суспензиях

высококоэрцитивных частиц. Переменное магнитное поле с частотой 430 Гц создавали в соленоиде, включенном в резонансный колебательный LC-контур. Динамическую намагниченность суспензии I определяли интегрированием ЭДС, вырабатываемой парой находящихся в соленоиде скомпенсированных измерительных катушек при помещении в одну из них исследуемого образца. Малая концентрация частиц позволяла пренебречь вкладом размагничивающего поля образца, принимая поле в нем равным внешнему полю. Индукцию поля измеряли датчиком Холла. Сигналы измерительных катушек и датчика Холла регистрировали ПК через двухканальный АЦП с частотой выборки по каждому каналу 1 МГц.

Результаты экспериментов. Эксперименты с жидкими суспензиями проводили в полях с амплитудами 110, 150 и 230 Э, лежащими в области обратимого намагничивания твердой дисперсии частиц. Два первых значения относятся к линейному участку кривой намагничивания твердой дисперсии, последнее – к нелинейному. Свежеприготовленный образец суспензии в цилиндрическом контейнере помещали в измерительную катушку, регистрацию сигнала производили при трех нарастающих значениях амплитуды поля (110, 150 и 230 Э). Примеры полученных кривых динамического намагничивания представлены на рис. 1.

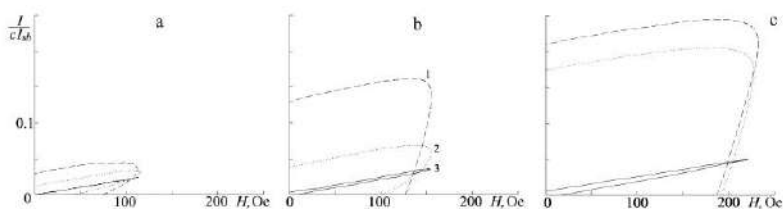


Рис. 1. Динамические кривые намагничивания суспензий диоксида хрома в жидкостях с различной вязкостью. Номера кривых 1,2,3 соответствуют номерам жидкостей 1,3,8 в табл. 1. Амплитуда переменного поля равна 110 (а), 150 (б) и 230 Э (в)

Как видим, подвижность частиц приводит к возникновению динамического гистерезиса. При этом как форма, так и площадь кривых динамического гистерезиса зависят от вязкости жидкости и амплитуды поля. С увеличением вязкости жидкости и уменьшением амплитуды поля отклик суспензии ослабевает, кривые намагничивания приобретают форму эллипса.

С точки зрения реометрии, наиболее подходящие условия, как представляется, создаются в случае возбуждения малых колебаний, при которых кривая динамического намагничивания близка к эллипсу. При этом характеристикой отклика может служить величина динамической остаточной намагниченности I_r (величина намагниченности в момент прохождения полем нулевого значения). Найденная по близким к эллипсу кривым намагничивания остаточная динамическая намагниченность суспензий представлена на рис. 2 в зависимости от обратной вязкости (текучести) несущей жидкости для различных амплитуд зондирующего поля.

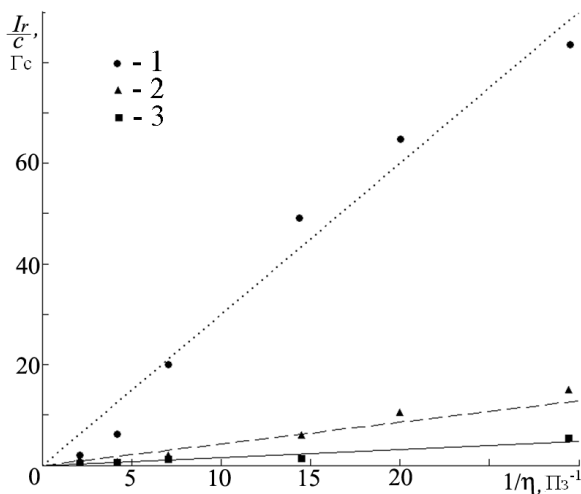


Рис. 2. Зависимость приведенной остаточной динамической намагниченности суспензий от обратной величины вязкости жидкости-носителя (Пз⁻¹) для амплитуды поля 230(1), 150 (2) и 110 Э (3)

Как следует из представленных результатов, остаточная динамическая намагниченность системы диспергированных в жидкости частиц в области малых колебаний пропорциональна текучести жидкости.

Теоретическое рассмотрение. Для интерпретации полученных результатов использована теория для невзаимодействующих магнитных кластеров. Именно кластеры, а не отдельные частицы являются кинетическими единицами, определяющими магнитодинамику суспензии.

Полагая кластер сфероподобным статическим образованием с магнитным моментом m , представим намагниченность суспензии кластеров в малом поле в форме

$$I(t) = \chi_{ss} H(t) + Nmi(t). \quad (1)$$

Здесь первое слагаемое описывает вклад линейного обратимого намагничивания кластеров со скомпенсированным магнитным моментом, который примерно равен намагниченности твердой суспензии с начальной восприимчивостью χ_{ss} , второй – вклад, связанный с ориентационной динамикой кластеров, N – их числовая концентрация, i – проекция направления остаточного магнитного момента кластера на направление поля. Уравнение ориентационной динамики магнитного момента кластера запишем из условия взаимной компенсации электродинамического момента сил и момента сил вязкого трения:

$$\frac{d\theta}{dt} = -\frac{mH(t)}{6\pi\eta V} \sin\theta,$$

где θ – угол отклонения магнитного момента от направления поля, V – объем кластера. Умножая это уравнение на $\sin\theta$, получим для проекции магнитного момента кластера на направление поля, $i = \cos\theta$, уравнение

$$\frac{di}{dt} = -\frac{mH(t)}{6\pi\eta V} (i^2 - 1). \quad (2)$$

Его решение имеет вид

$$i = -th \left(\frac{mH_0}{6\pi\eta V\omega} \cos(\omega t) \right) \quad (3)$$

Для полной намагниченности с учетом (1) и (3) имеем

$$I = \chi_{ss} H_0 \sin(\omega t) - Nmth \left(\frac{mH_0}{6\pi\eta V\omega} \cos(\omega t) \right) \quad (4)$$

Остаточная намагниченность суспензии кластеров согласно (4) дается соотношением

$$I_r = \frac{Nm^2 H_0}{6\pi V\omega\eta} = \frac{cl^2 H_0}{6\pi\omega\eta}, \quad (5)$$

Введя масштаб напряженности поля I_{sb} , масштаб времени $t^* = 6\pi\eta/lI_{sb}$ и обозначения $h_0 = H_0/I_{sb}$, $\mu = Nm/cl_{sb}$, $\nu = \omega t^*$, перепишем уравнение (4) в виде

$$\frac{I}{cl_{sb}} = \chi_{ss} h_0 \sin(\omega t) - \mu th(\nu^{-1} h_0 \cos(\omega t)) \quad (6)$$

Величина μ есть отношение намагниченности суспензии ориентированных кластеров к намагниченности суспензии ориентированных индивидуальных частиц. Результат расчета восприимчивости

по формуле (6) в переменном поле амплитудой 150 Э при значении $\mu = 0.11$ и различных безразмерных частотах ν_c представлен на рис. 3. Как можно заключить из сравнения с экспериментом (рис. 1), модель кластеров дает реалистичную картину магнитодинамики суспензии. Вместе с тем, она приводит к противоречащей эксперименту линейной зависимости динамической остаточной восприимчивости от амплитуды поля. Это расхождение следует связать с нестабильностью механической и магнитной структуры кластера, что проявляется в увеличении его эффективной намагниченности I с увеличением амплитуды поля.

Заключение. Представленные экспериментальные и теоретические результаты позволяют сделать ряд выводов относительно магнитодинамического зондирования свойств жидкости с помощью механически диспергированных в ней высококоэрцитивных частиц. Прежде всего, прямое применение частиц, обладающих большой величиной остаточной намагниченности и подверженных самопроизвольному магнитному агрегированию, является, скорее всего, бесперспективным. Решение проблемы может заключаться в «замораживании» структуры кластеров путем создания полимерных микросфер, содержащих некоторое количество неупорядоченных частиц высококоэрцитивного ферромагнетика.

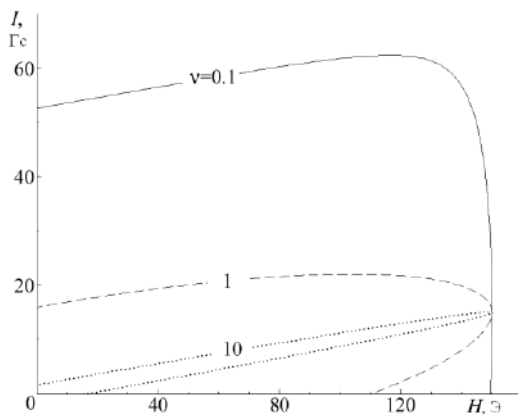


Рис. 3. Петли динамической намагниченности суспензии кластеров для $H_0 = 150$ Э, $\mu = 0.11$ и различных безразмерных частот ν_c

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Блум Э.Я., Майоров М.М., Цеберс А.О. Магнитные жидкости. Рига. Зинатне, 1989.
2. Erglis K., Wen Q., Ose V., Zeltins A., Sharipo A., Janmey P., Cebers A. Dynamics of magnetotactic bacteria in a rotating magnetic field // *Biophys. J.* 2007. Vol. 93. P. 1402–1412.
3. Kashevsky B.E., Kashevsky S.B., Prokhorov I.V. Dynamic magnetic hysteresis in a liquid suspension of acicular maghemite particles // *Particuology.* 2009. Vol. 7. P. 451–458.
4. C. Wilhelm, J. Browaeys, A. Ponton, J.C. Bacri Rotational magnetic particles microrheology: The Maxwellian case // *Phys. Rev. E.* 2003. Vol. 67, no. 1. P. 1504–1513.
5. Shulman Z.P., Kashevsky S.B., Prokhorov I.V. Field-induced structuring and light transmission in a gravitationally stratified ferrosuspensions: an application in polymer film viscometry // *Int. J. of Appl. Mech. and Eng.* 2004. Vol. 9, no. 4. P. 771–779.
6. Raikher Yu.L., Rusakov V.V. Magnetic rotary microrheology in a Maxwell fluid // *JMMM.* 2006. Vol. 300, no. 1. P. 229–233.
7. Kashevsky B.E., Kashevsky S.B., Prokhorov I.V. Audio-frequency heating of particulate magnetic systems // *China Particuology,* 2007. V.5. P. 84–92.

АНОМАЛИЯ АМПЕР-ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ТОНКОГО СЛОЯ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

Кожевников В.М., Ларионов Ю.А., Демин М.С.

*Северо-Кавказский Государственный Технический Университет
355029, г. Ставрополь, проспект Кулакова 2, Факс: (8652)95-68-08;*

Е-mail: larionov@ncstu.ru



Кожевников Владимир Михайлович – заведующий кафедры ТОЭ, д-р.техн.наук, профессор в СевКавГТУ. Автор более 150 научных работ. Область научных интересов – электрофизика магнитодиэлектрических коллоидов.



Ларионов Юрий Анатольевич – доцент кафедры ТОЭ СевКавГТУ, кандидат технических наук. В 2004 присвоено учено звание доцента. Имеет более 50 публикаций. Область научных интересов – электрокинетические явления в коллоидных системах.

Демин Максим Сергеевич – ассистент кафедры ТОЭ СевКавГТУ, кандидат физико-математических наук. Область научных интересов – магнитные жидкости.

Основной вклад в медленный переходной процесс в ячейке с магнитной жидкостью (МЖ) вносит миграция заряженных частиц дисперсной фазы в электрическом поле, их накопление и разряд у электродов [1]. Магнитную жидкость можно рассматривать как раствор заряженных частиц различной природы. Низкомолекулярные ионы солей растворенные в дисперсионной среде (в данном случае керосине) поддерживают электрическую нейтральность системы за счет передвижения большого числа этих ионов (буферный раствор). Удельная электрическая проводимость МЖ обусловлена присутствием ионов и движущихся заряженных частиц дисперсной фазы [2].

Анализ процесса прохождения электрического тока через слой коллоида разбивается на две задачи: внешнюю, описывающую переходной процесс вне электродных слоев, и внутреннюю, описывающую переходной процесс накопления и разрядки носителей заряда в диффузионной области приэлектродного слоя [3]. Для рассматриваемой области слабых полей в условиях замедленной разрядки и перезарядки частиц дисперсной фазы у электрода принимается, что диффузионная область состоит только из частиц заряженных противоположно электроду. В магнитной жидкости

выделен ток проводимости и ток смещения, связанный с процессом накопления зарядов в диффузионном слое. Данный модельный подход дает объяснение появления максимума на ампер-временной характеристике ячейки, заполненной МЖ [1].

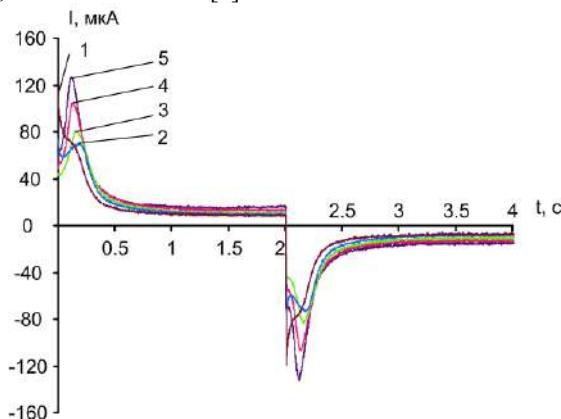


Рис. 1. Зависимость тока в ячейке с коллоидом при подаче двуполярных импульсов напряжения ($h = 40$ мкм) U_i : 1 – 10 В; 2 – 12 В; 3 – 15 В; 4 – 20 В; 5 – 25 В

Экспериментально установлено, что при напряжениях, превышающих 10 В, АВ-зависимость тока через ячейку имеет выраженный максимум (рисунок 1). С увеличением напряжения время достижения экстремума тока уменьшается, а его величина возрастает. Установлено, что время формирования концентрационного слоя дисперсной фазы у электродов, определенное по оптическому отклику отраженного света, согласуется с постоянной времени формирования объемного заряда ($\tau_{diff} \sim 0,1$ с). Это подтверждает вывод о роли миграции дисперсных частиц на формирование объемного заряда.

Рассматривая магнитную жидкость как многокомпонентную систему. Поток заряженных частиц в системе может быть выражен следующим уравнением:

$$J = L_0 E + \sum_i L_i (\partial \mu_i / \partial x), \quad (1)$$

где E – напряженность электрического поля, $\partial \mu_i / \partial x$ – составляющая, обусловленная градиентом концентрации любого ионного или нейтрального элемента раствора, μ_i – его химический потенциал, кроме растворителя; феноменологические коэффициенты L_0 , L_i зависят от молекулярных параметров и от состава растворителя. Следует отметить, что один из членов под знаком суммы в уравнении (1) является

членом, описывающим диффузию частиц твердой фазы. Другие члены описывают взаимодействие между потоком частиц твердой фазы и потоками других составляющих раствора. Нас интересует только изотермическое течение, поэтому не рассматриваются силы термической диффузии. Используя трехкомпонентную систему в качестве простейшего примера такой системы, определим поток двух компонентов. Обозначая их как компоненты 2 и 3, из уравнения (1) находим:

$$J_2 = -L_{22} \left(\frac{\partial \mu_2}{\partial x} \right)_t - L_{23} \left(\frac{\partial \mu_3}{\partial x} \right)_t, \quad J_3 = -L_{33} \left(\frac{\partial \mu_3}{\partial x} \right)_t - L_{32} \left(\frac{\partial \mu_2}{\partial x} \right)_t, \quad (2)$$

Уравнение для $\partial \mu / \partial x$ также становится сложным, так как каждый компонент воздействует на активность другого. При $E = 0$, приходим к уравнениям диффузии типа:

$$J_2 = -D_{22} \left(\frac{\partial C_2}{\partial x} \right)_t - D_{23} \left(\frac{\partial C_3}{\partial x} \right)_t, \quad J_3 = -D_{33} \left(\frac{\partial C_3}{\partial x} \right)_t - D_{32} \left(\frac{\partial C_2}{\partial x} \right)_t, \quad (3)$$

где D_{22} и D_{33} – коэффициенты диффузии, характерные для каждого компонента в отсутствие другого, а D_{23} и D_{32} – коэффициенты, которые зависят от взаимодействия между потоками компонентов 2 и 3, когда оба присутствуют вместе.

Уравнение (3) для J_2 , было бы идентично уравнению диффузии Фика, когда концентрация компонента 3 была бы одинакова во всей области, но для потока компонента 3 можно ожидать влияние члена $D_{32}(\partial C_2 / \partial x)$, и, таким образом, C_3 не будет оставаться постоянным в процессе диффузии. Кроме этого поток частиц твердой фазы изменяется вследствие наличия градиентов электрического потенциала ψ и заряда частиц. Хотя ψ первоначально везде может быть одинаков, но он не будет оставаться таким в процессе диффузии, т.е. будет устанавливаться градиент потенциала, так как нарушается первоначальная равномерная концентрация третьего компонента.

Структурированный слой дисперсной фазы в приэлектродном слое препятствует движению ионов раствора солей, заряд частиц связывает низкомолекулярные ионы, компенсируя свой заряд. Это ведет к понижению проводимости приэлектродного слоя и появлению объемного заряда. Окислительно-восстановительная электрохимическая реакция на электроде лимитируется скоростью транспортировки реагентов. Если скорость ионообразования в гетерогенной реакции выше, чем скорость отвода ионов из приэлектродных областей, то у электродов возникает избыток заряда, одноименного с электродом. Это при-

водит во-первых к снижению величины электродного перенапряжения и, следовательно, уменьшает электродный ток. Во-вторых приводит к пороговому возникновению ЭГД-течений, возникающий у электрода объемный заряд уносится из приэлектродной области, при этом разрушается структурированный слой твердой фазы, что и наблюдается при оптических измерениях.

Поскольку токопрохождение через жидкий диэлектрик обычно не сопровождается растворением электродов или выделением на них веществ, будем рассматривать элементарный акт ионообразования, как протекающий по окислительно-восстановительному (ОВ) механизму. Элементарный акт сопровождается переходом электронов через границу раздела фаз электрод – жидкий диэлектрик. Межфазная граница является контактом двух сред, поэтому ее свойства аналогичны свойствам контакта металл – твердый диэлектрик (полупроводник). Вместе с тем контактирующие среды обладают, во-первых, принципиально разными механизмами проводимости: металл – электронным, а жидкий диэлектрик – ионным, во-вторых, различным агрегатным состоянием сред: твердым и жидким. Акт ионизации в реальном растворе является сложным гетерогенным процессом, сопровождающимся целым рядом превращений. Перенос заряда на межфазной границе осуществляется преимущественно на примесные молекулы в жидком диэлектрике. В соответствии с теорией кинетики приэлектродного обмена (окислительно-восстановительного процесса), плотность токов с электрода можно определить как $j_{ов} = j_0 e^{k_0 \cdot E_{лок}}$, где j_0 , k_0 – параметры определяемые окислительно-восстановительными процессами на электродах. Локальная напряженность поля у электрода $E_{лок}$ определяется усилением поля, за счет формируемого объемного заряда в приэлектродном слое Q . Если скорость ионообразования в гетерогенной реакции выше, чем скорость отвода ионов из приэлектродных областей, то у электродов возникает избыток заряда, одноименного с электродом Q_j . Это приводит к снижению величины объемного заряда $Q = Q_{diff} - Q_j$ и электродного перенапряжения и, следовательно, уменьшает электродный ток. Сам заряд Q_j прямо пропорционален току $j_{ов}$.

Проведены расчеты тока через электрохимическую ячейку, где учитывались ток смещения, определяемый формированием диффузионного приэлектродного слоя и ток проводимости, определяемый ОВ-процессами у электродов. Получены АВ-характеристики тока, имеющие максимум, положение которого и характер определяются параметрами ОВ-процесса (рисунок 3). Эти временные характеристики аналогичны экспериментальным АВ-характеристикам тока ячейки с

МДК. Фазовое отставание тока в ячейке от воздействующего напряжения частотой $f < 10$ Гц и $U > 10$ В [4], объясняется нами конечным временем формирования диффузионного слоя дисперсной фазы с объемным зарядом, который усиливает локальное электрическое поле у электродов и окислительно-восстановительные процессы. При больших напряжениях ($U > 15$ В) на ячейке ток проводимости преобладает над током смещения.

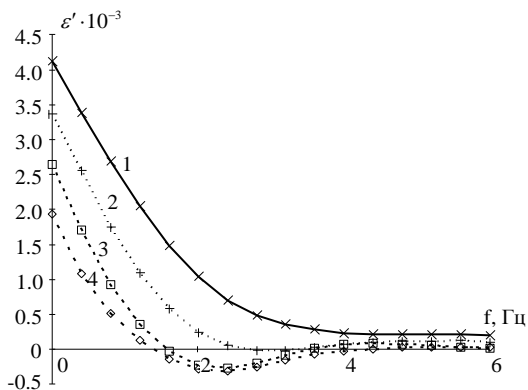


Рис. 2. Частотные зависимости действительной части комплексной диэлектрической проницаемости при напряжениях U_n : 1 – 5 В; 2 – 7 В; 3 – 10 В; 4 – 15 В

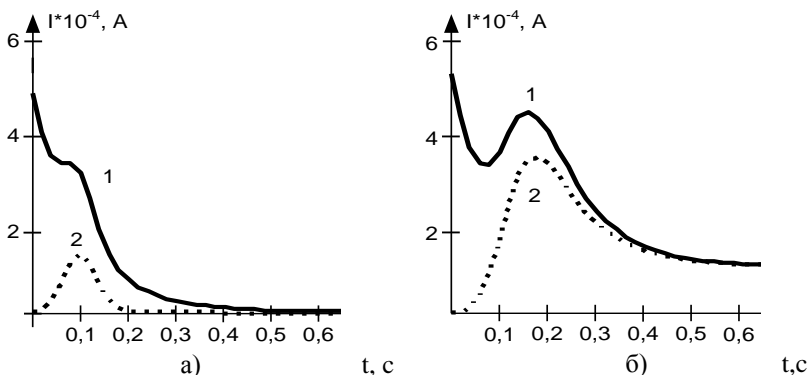


Рис. 3. АВ-характеристики тока, текущего через ячейку с коллоидом, рассчитанные по модели учитывающей ОВ-механизм: 1 – суммарный ток ячейки; 2 – ток, обусловленный ОВ-процессами на электродах; а) $k_0 = k_1$; б) $k_0 = k_2 < k_1$

Представляя слой МДК линейным диэлектриком, из АВ-характеристик тока через ячейку с помощью преобразования Фурье рассчитаны частотные зависимости комплексной диэлектрической

проницаемости среды (рисунок 2), заполняющего ячейку. В диапазоне частот 2 – 4 Гц при напряжениях воздействия $U \geq 10$ В действительная часть комплексной диэлектрической проницаемости принимает отрицательные значения, что отмечалось ранее [4] при исследовании частотных характеристик ячейки с МДК.

В заключении отметим.

Кинетику приэлектродных процессов можно описать так, структурированный слой твердой фазы в диффузионном приэлектродном слое препятствует движению ионов раствора солей, заряд частиц связывает низкомолекулярные ионы компенсируя свой заряд. Это ведет к понижению проводимости приэлектродного слоя и появлению объемного заряда. Окислительно-восстановительная электрохимическая реакция на электроде лимитируется скоростью транспортировки реагентов. Если скорость ионообразования в гетерогенной реакции выше, чем скорость отвода ионов из приэлектродных областей, то это приводит к снижению величины электродного перенапряжения и, следовательно, уменьшает электродный ток.

При частотных измерениях фазовое отставание тока через ячейку с МЖ от приложенного напряжения при $U > 10$ В можно объяснить зависимостью окислительно-восстановительных процессов на электроде от локальной напряженности поля.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Кожевников В. М. Анализ приэлектродных процессов магнитодиэлектрического коллоида во временной области / В.М. Кожевников, Ю.А. Ларионов, М.С. Демин // II Всероссийская научная конференция «Физико-химические и прикладные проблемы магнитных дисперсных наносистем»: сб. науч. трудов. – Ставрополь: СГУ. – С. 72–78.
2. Кожевников В.М. Анализ электрических свойств магнитодиэлектрического коллоида во временной области / В.М. Кожевников, Ю.А. Ларионов, М.С. Демин // Вестник СевКавГТУ. – Ставрополь: СевКавГТУ, 2009. – №2(19). – С. 40–45.
3. Жакин А. И. Приэлектродные и переходные процессы в жидких диэлектриках / А. И. Жакин // Успехи физических наук, Т. 176. – № 3. – 2006. – С. 289–310.
4. Кожевников В. М. Автоколебания напряжения и динамика фазового разделения в тонком слое слабопроводящей феррожидкости при периодически возникающих электрогидродинамических течениях / В. М. Кожевников, И. Ю. Чуенкова, М. И. Данилов [и др.] // ЖТФ. – 2008. – Т. 78. – Вып. 2. – С. 51–56.

**ПРИМЕНЕНИЕ
НАНОДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ
В МЕДИЦИНЕ, БИОЛОГИИ
И ЭКОЛОГИИ**

БИОМЕХАНИКА РАЗВИТИЯ, ДИАГНОСТИКИ И ТЕРАПИИ ОНКОЛОГИЧЕСКИХ ЗАБОЛЕВАНИЙ

**Брусенцов Н.А.^{1,2}, Полянский В.А.¹, Пирогов Ю.А.³, Гуляев М.В.³,
Жуков А.В.¹, Голубева И.С.², Анисимов Н.В.³, Брусенцова Т.Н.⁴,
Тищенко Д.А.³, Никитин П.И.⁴, Никитин М.П.⁴**

¹ Институт Механики МГУ, г. Москва 117192,
Мичуринский проспект 1,
E-mail: brusentsov2005@yandex.ru;

² Российский онкологический научный центр им. Н.Н. Блохина
РАМН, г. Москва 115478;

³ Научный центр магнитной томографии и спектроскопии МГУ им.
М.В. Ломоносова, г. Москва 119992;

⁴ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва 119991

Известные методы исследований биомеханики онкологических заболеваний мало-информативны и не приводят к однозначным результатам. На сегодняшний день в онкологической практике нет эффективных и доступных визуальных методов неинвазивного качественного и количественного определения биомеханики возникновения, развития, диагностики и терапии опухолей в реальном времени у млекопитающих.

Задачей исследования является создание неинвазивного, информативного, доступного и безопасного метода, позволяющего наблюдать и исследовать количественные результаты биомеханических процессов, происходящих в опухолевых тканях, капсуле, кровеносной системе, питающей опухоль и пограничные органы и ткани.

Ранее нами был разработан способ обнаружения сосудов, питающих опухоль [1] и методы диагностики онкологических заболеваний [2] на основе дополнительного контрастирования сосудов и увеличения яркости крови, текущей по сосудам и попадающей в сосуды капсулы и опухоли. Этим способом выявлены сосуды, подходящие к опухоли, входящие в капсулу и питающие ткани опухоли, определены инвазии и метастазы. Проведен мониторинг изменений, происходящих в сосудистой системе опухоли от её прививки до созревания.

В данной работе по магниторезонансным томограммам (МРТ) результатов терапии злокачественных опухолей мы исследовали развитие опухоли, ее созревание, инвазию, метастазирование и рецидивы.

Заключение о контрастировании сосудов, их окклюзии и разрушении опухолевыми тканями и цитотоксическими препаратами, эф-

фективности ферримагнитогидродинамической термо-полихимиотерапии (ФМТ) и потенцировании терапевтического эффекта, вплоть до полной регрессии опухолей с излечением животных [3-5], делали на основании результатов электронно-сенсорного (ЭС) [6] и МРТ-сканирования. Кроме того, делалась аутопсия и проводились гистологические и патоморфологические исследования с учётом рекомендаций по химиотерапии злокачественных опухолей [7]. Все полученные данные обрабатывали статистически по рекомендованным критериям. За достоверные принимали различия при $p < 0,05$ [8].

После прививки солидной опухоли в результате неоангиогенеза возникала кровеносная система, питающая опухоль, которая была соединена с существующей кровеносной системой животного и являлась её продолжением. Под действием ангиогенных стимуляторов развивающихся опухолевых тканей диаметр артерий и вен, питающих опухоль, постепенно увеличивался. На 4-12 день после прививки была заметна несбалансированность артериальной и венозной частей кровеносной системы опухоли. Венозная часть кровеносной системы опухоли под давлением пролиферирующих опухолевых тканей значительно отставала в развитии от артериальной и раньше деградировала. По мере созревания опухоли её сосудистая система разрушалась опухолевыми тканями. Одновременно диаметр артерий и вен, питающих здоровые органы и ткани, постепенно уменьшался.

Несозревшая опухоль аденокарциномы молочной железы Са 755 имела развитую кровеносную систему (рис. 1 *a, b, c, d*). Опухолевые ткани при этом хорошо снабжались метаболитами и кислородом (рис. 1 *a, b*). По мере перезревания опухоли внутриопухолевое клеточное давление возрастало. Внутренние опухолевые кровеносные сосуды деформировались под давлением опухолевых клеток и деградировали под действием протеолитических ферментов опухолевых тканей, число сосудов уменьшалось. Пограничные с опухолью кровеносные сосуды деформировались (рис. 1 *c, d*). Это приводило к понижению питания опухолевых клеток, их размеры уменьшались, упаковка тканей внутри капсулы становилась всё более плотной.

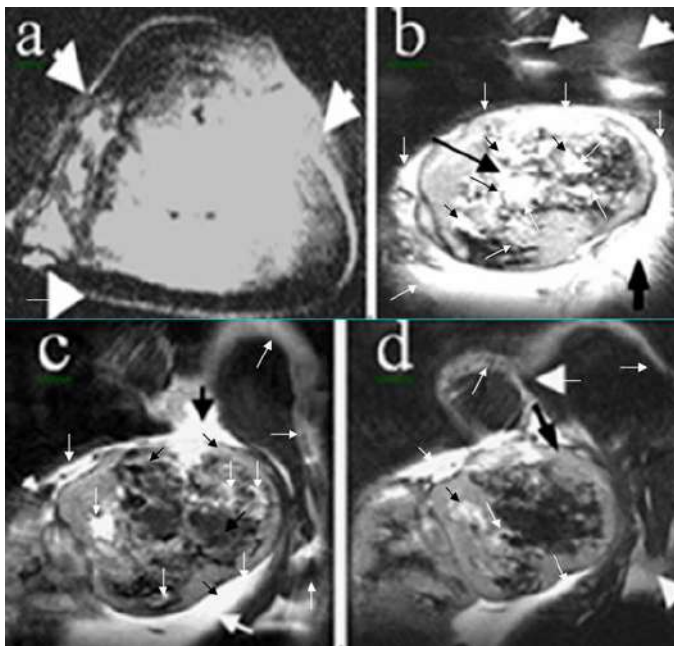


Рис. 1. (a, b, c, d). (a, b, c, d) МР-томограммы, отражающие развитие опухоли аденокарциномы молочной железы Са 755 у мышей C57Bl/6j:

(a) - капсула, содержащая опухоль, видны 2 кровеносных сосуда, питающие опухоль, (стрелки); (b) - два сосуда, питающие опухоль (белые стрелки), которые заканчиваются в стенках капсулы (короткая чёрная стрелка), в опухолевых тканях имеется много функционирующих кровеносных сосудов (чёрные стрелки); (c) - поверхностный сосуд, питающий опухоль (чёрная стрелка), соединён с сосудами капсулы (белые маленькие стрелки), функционирующие кровеносные сосуды в центре опухоли встречаются редко (тонкие белые стрелки); (d) - обогащённая магневином кровь (яркая струя) поступает из сосудов, питающих опухоль (белые толстые стрелки), в капсулу (чёрная стрелка), малочисленные функционирующие опухолевые сосуды (маленькие чёрная и белые стрелки)

Под давлением содержимого опухолевой капсулы стенки её растягивались до предела, в выстилающей ткани появлялись щели – ворота возможной инвазии опухолевых тяжей в здоровые ткани (рис. 2 a, b).

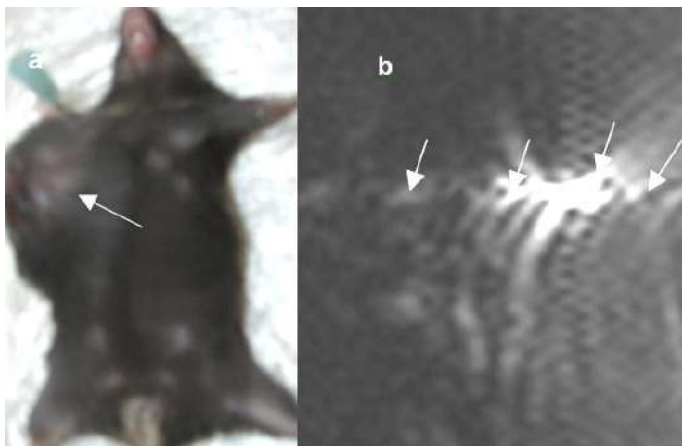


Рис. 2 (a, b). (a) – инвазивная форма аденокарциномы молочной железы Ca 755 у самки мыши C57Bl/6j; (b) – МРТ-изображение запердельно-растянутой стенки опухолевой капсулы аденокарциномы молочной железы Ca 755 у самки мыши C57Bl/6j, места внедрения инвазивных тяжей в образовавшиеся щели (стрелки)

При лечении привитых зрелых опухолей Ca 755 внутривенным введением цитотоксических противоопухолевых препаратов (ЦПП) самкам мышей C57Bl/6j препараты не достигали цели - опухолевых клеток. В лучшем случае они попадали в вены опухолевой капсулы, которые под действием ЦПП постепенно сужались, происходила их окклюзия и разрушение.

При внутриартериальном введении (ВА) ЦПП разрушались артерии, по которым ЦПП доставляли к опухоли, а также артериолы и капилляры, по которым ЦПП достигали опухолевых клеток. Поэтому ВА введение ЦПП проводили строго регионарно, лишь в артерии, питающие опухоль. Артериям в этом случае была predeterminedена гибель вместе с другими опухолевыми тканями, которые от них питались. Если артерии, по которым препараты доставляли к опухоли, подвергались окклюзии раньше, чем полностью гибли опухолевые ткани, дальнейшая ВА доставка исключалась. Проводили хирургическое лечение (раннюю экстерпацию опухоли с обширным иссечением пограничных тканей) или ФМТ, совмещенную с диагностикой на основе нанотерагностических систем, включающих молекулярное прицеливание, магнитную доставку и нагрев терапевтических агентов. Их диагностические свойства проявлялись в виде избирательного контрастирования клеток при МРТ-сканировании и электромагнитных откликов при ЭС-сканировании.

Терагностика опухолей магнитоуправляемыми противоопухолевыми нанопрепаратами (МН) включала: совмещенное применение методов терапии и диагностики, используемых при конкретной опухоли. Так, в процессе ФМТ аденокарциномы молочной железы Са 755 на мышцах С57Bl/6j проводили предварительное неинвазивное ЭС-определение концентрации МН в опухоли и в органах млекопитающих, МРТ-оценку диагностического и лекарственного действия каждого средства, вводимого в организм в конкретном случае. В наших опытах при внутриопухолевом, внутрибрюшинном и внутрисосудистом введении МРТ-негативных контрастных нанопрепаратов визуализировалась васкуляризация опухолей грудной и брюшной областей у мышей и крыс, при концентрациях от 0,02 до 0,05 ммол Fe/кг. Это позволило качественно и количественно определять границы опухолей, инвазий, метастазов и рецидивов в реальном времени. По результатам ФМТ получили полную регрессию опухолей у 36 % мышей, безрецидивный период 30 дней, увеличение продолжительности жизни на 210% при сокращении числа процедур ФМТ с 6 до 4.

Заключение

Разработана методика неинвазивного, информативного, доступного и безопасного МРТ-метода, позволяющего наблюдать и исследовать количественные результаты биомеханических процессов, происходящих в опухолевых тканях, капсуле, кровеносной системе, питающей опухоль и пограничные органы и ткани в процессе их развития, диагностики и терапии аденокарциномы молочной железы Са 755.

Работа поддержана РФФИ (07-04-92001-ННС_a; 08-01-00026; 10-01-00015; 09-04-12284).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Брусенцов Н. А., и др.// Патент РФ №2382596 от 29.09.2008, Бюл. № 6 от 27.02.10.
2. Брусенцов Н. А., и др. //Патент РФ №2343828 от 12.02.2007, Бюл. № 2 от 20.01.09.
3. Brusentsov N.A., Brusentsova T.N., et al. //J. Magn. Magn. Mat. 311 (2007), p. 176.
4. Brusentsova T.N., Kuznetsov V.D.// J. Magn. Magn. Mater. 311, (2007), p. 22–25.
5. Брусенцов Н.А., и др.// Патент РФ №2348436, Бюл. № 7 (2009).
6. Nikitin M.P., Vetoshko P.M., Brusentsov N.A., et al.//P.I. J. Magn. Magn. Mat. 321, (2009) 1658.
7. Л.Ф. Ларионов, Химиотерапия злокачественных опухолей, Мед. лит., Москва (1962).
8. О.Ю. Реброва, Статистический анализ медицинских данных, Медиа Сфера, Москва (2002).

БИОМЕХАНИКА РАЗВИТИЯ АСЦИТИЧЕСКОЙ ФОРМЫ ЛИМФОЛЕЙКОЗА Р388

**Брусенцов Н.А.^{1,2}, Полянский В.А.¹, Пирогов Ю.А.³,
Гуляев М.В.³, Голубева И.С.²**

- ¹ Институт Механики МГУ, г. Москва 117192, Мичуринский проспект 1,
E-mail: brusentsov2005@yandex.ru;
- ² Российский онкологический научный центр им. Н.Н. Блохина
РАМН, г. Москва 115478;
- ³ Научный центр магнитной томографии и спектроскопии МГУ
им. М.В. Ломоносова, г. Москва, 119992;

Известные методы исследований биомеханики асцитических форм опухолей малоинформативны и не приводят к однозначным результатам. На сегодняшний день в онкологической практике нет эффективных доступных визуальных методов неинвазивного качественного и количественного определения биомеханики возникновения, развития, диагностики и терапии асцитических опухолей в реальном времени у млекопитающих.

Задачей исследования является создание неинвазивного, информативного, доступного и безопасного метода, позволяющего наблюдать и исследовать количественные результаты биомеханических процессов, происходящих в асцитической опухоли лимфолейкоза Р388 и кровеносной системе, питающей опухоль и пограничные органы и ткани.

Ранее нами был разработан способ обнаружения сосудов, питающих солидную опухоль [1, 2], при котором проводится дополнительное контрастирование сосудов и увеличение яркости крови, текущей по сосудам и попадающей в капсулу и опухоль. Этим способом выявлены сосуды, проходящие вблизи опухоли, входящие в капсулу и питающие ткани опухоли.

В данной работе проведен мониторинг изменений, происходящих в сосудистой системе асцитической опухоли от её прививки до созревания, приводящего к гибели животного. Мы исследовали влияние увеличения объема асцита в результате пролиферации клеток лимфолейкоза Р388 на мышцах ДВА на кровеносную систему животного путём контрастирования сосудов способами, описанными [1, 2]. С помощью МРТ исследовали инвазию, метастазирование, рецидивы и результаты терапии лимфолейкоза Р388.

Заключение о эффективности ФМТ и потенцировании терапевтического эффекта вплоть до полной регрессии опухолей с излечением животных [3-5] делали на основании результатов электронно-сенсорного (ЭС)- [6] и МРТ-сканирования [3], аутопсии, гистологического, и патоморфологического исследований с учётом рекомендаций по химиотерапии злокачественных опухолей [7]. Все полученные данные обрабатывали статистически по рекомендованным критериям, за достоверные принимали различия при $p < 0,05$ [8].

После прививки асцитической формы лимфолейкоза Р388 у самок мышей DBA в результате неоангиогенеза возникала кровеносная система, питающая опухоль, которая была продолжением существующей кровеносной системы животного.

Брюшная артерия на МР-томограмме представлена широкими, светлыми линиями, вены имеют вид светлых прерывающихся линий (рис. 1). Под действием ангиогенных стимуляторов, выделяемых опухолевыми клетками, диаметр артерий и вен, питающих опухоль, постепенно увеличивался. На 4-12 день после прививки была заметна несбалансированность артериальной и венозной частей кровеносной системы асцитической опухоли. Венозная часть кровеносной системы опухоли значительно отставала в развитии от артериальной и раньше начиналась её деградация.

Созревающая опухоль асцитической формы лимфолейкоза Р388 имела развитую кровеносную систему (рис. 1). Опухолевые клетки хорошо снабжались метаболитами и кислородом. По мере созревания опухоли внутриопухолевое клеточное давление возрастало. При визуальном анализе T2 взвешенного 3D МРТ-изображения (рис. 1, 2 *a*) определили, что брюшные вены деформированы давлением асцитической жидкости.

После созревания асцитической опухоли начиналось разрушение сосудистой системы млекопитающего клетками и ферментами, содержащимися в асцитической жидкости, диаметр артерий и вен, питающих органы и ткани, постепенно уменьшался (рис. 2 *a*). Внутренние кровеносные сосуды деформировались под давлением опухолевых клеток и деградировали под действием протеолитических ферментов, выделяемых опухолевыми клетками, число сосудов уменьшалось (рис. 2 *a, b*). Это приводило к понижению питания опухолевых клеток, их размеры уменьшались, началась инвазия во внутренние органы и брюшину.

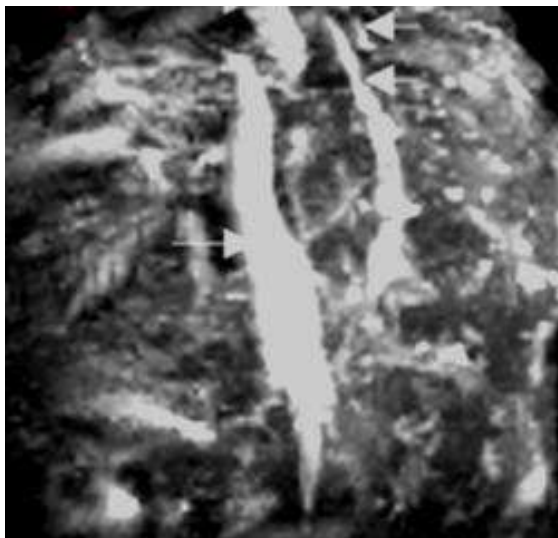


Рис. 1. МР-томограмма сосудистой системы самки мыши DBA с асцитической формой лимфолейкоза P388 в режиме Angio 3D: брюшная артерия, питающая внутренние органы и опухолевые сосуды, (длинная стрелка); вены (короткие стрелки); бесформенные светлые пятна (асцит)

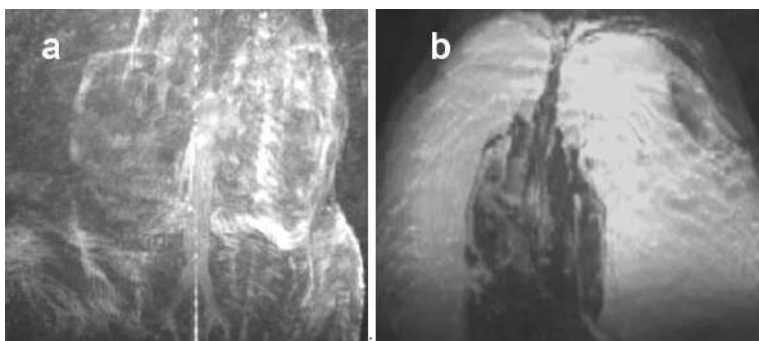


Рис. 2 (а, б). МР-томограммы сосудистой системы самки мыши DBA с асцитической формой лимфолейкоза P388 в режиме Angio 3D: (а) деградация сосудистой системы, питающей опухоль; (б) асцитическая жидкость, зполнившая полости животного

Биомеханика основных этапов опухолевого ангиогенеза в процессе развития асцитической формы лимфолейкоза Р388 включает:

- активацию эндотелиальных клеток пограничных с опухолью сосудов ангиогенными факторами роста (АФР), продуцируемыми опухолевыми клетками;
- пролиферацию эндотелиальных клеток после их активации АФР;
- увеличение протеолитической активности асцита, способствующей разрушению базальных мембран сосудов-предшественников и миграции эндотелия во внутриклеточный матрикс (ВКМ);
- активацию взаимодействия эндотелиальных клеток и компонентов ВКМ в процессе формирования кровеносных сосудов;
- активацию процесса созревания кровеносных сосудов опухоли;
- деформацию и деградацию опухолевых вен под давлением пролиферирующих опухолевых клеток;
- деформацию и деградацию артерий;
- созревание инвазивной асцитической жидкости;
- запредельное растяжение стенки брюшины, служащей опухолевой капсулой, с образованием щелей эндотелия и заполнение всех полостей асцитической жидкостью;
- внедрение инвазивной асцитической жидкости в лимфатическую систему и её заполнение.

Лечению зрелых асцитических опухолей проводили отсасыванием асцитической жидкости и промыванием полостей композицией ДФ и метаксантрона.

При лечении привитых зрелых опухолей внутривенным введением цитотоксических противоопухолевых препаратов (ЦПП) самкам мышей DBA с асцитической формой лимфолейкоза Р388 препараты не достигали цели (опухолевых клеток), вены под действием ЦПП постепенно сужались, происходила их окклюзия и разрушение. При внутриартериальном введении (ВА) ЦПП разрушались артерии а также артериолы и капилляры, по которым ЦПП достигали опухолевых клеток. Поэтому введение ЦПП проводили внутрибрюшинно.

Ферримагнитогидродинамическую термо-полихимиотерапию (ФМТ), совмещенную с диагностикой на основе нанотерагностических систем (НС), включающих молекулярное прицеливание, магнитную доставку и нагрев терапевтических агентов проводили по способу [5]. Диагностику проводили избирательным контрастированием опухолевых клеток и МРТ-сканированием и электронно-сенсорным сканированием.

Терагностика опухолей магнитоуправляемыми противоопухолевыми нанопрепаратами (МН) включала: совмещенное применение методов терапии и диагностики, используемых при конкретной опухоли. Так, в процессе ФМТ асцитической формы лимфолейкоза Р388 на самках мышей ДВА проводили предварительное неинвазивное ЭС-определение концентрации МН в асците и в органах млекопитающих и МРТ-оценку диагностического и лекарственного действия каждого средства, вводимого в организм в конкретном случае. В наших опытах при внутрибрюшинном и внутрисосудистом введении МРТ-негативных контрастных нанопрепаратов визуализировалась васкуляризация грудной и брюшной областей у мышей, при концентрациях от 0,02 до 0,05 ммол Fe/кг. Это позволило качественно и количественно определять места нахождения асцита, инвазии, метастазы и рецидивы в реальном времени. Получили полную регрессию опухолей у 28 % мышей, безрецидивный период 30 дней, увеличение продолжительности жизни на 150%.

Заключение

Разработана методика неинвазивного, информативного, доступного и безопасного МРТ-метода, позволяющего наблюдать и исследовать количественные результаты биомеханических процессов, происходящих в организме животных при асцитической форме лимфолейкоза Р388, в процессе его развития, диагностики и терапии.

Работа поддержана РФФИ (07-04-92001-ННС_а; 08-01-00026; 10-01-00015; 09-04-12284).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Брусенцов Н. А., и др. // Патент РФ №2382596 от 29.09.2008, Бюл. № 6 от 27.02.10.
2. Брусенцов Н. А., и др. // Патент РФ №2343828 от 12.02.2007, Бюл. № 2 от 20.01.09.
3. Brusentsov N.A., Brusentsova T.N., et al. // *J. Magn. Magn. Mat.* 311 (2007) p. 176.
4. Brusentsova T.N., Kuznetsov V.D., // *J. Magn. Magn. Mater.* 311, (2007) p.22–25.
5. Брусенцов Н.А., и др. // Патент РФ №2348436, Бюл. № 7 (2009).
6. Nikitin M.P., Vetoshko P.M., Brusentsov N.A., et al. // *P.I. J. Magn. Magn. Mat.* 321, (2009) p. 1658.
7. Л.Ф. Ларионов, Химиотерапия злокачественных опухолей, Мед. лит., Москва (1962).
8. О.Ю. Реброва, Статистический анализ медицинских данных, Медиа Сфера, Москва (2002).

АНТИМИКРОБНАЯ АКТИВНОСТЬ НАНОЧАСТИЦ ЖЕЛЕЗА С РАЗЛИЧНЫМИ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ

**Богословская О.А., Лейпунский И.О., Овсянникова М.Н.,
Глущенко Н.Н.**

Учреждение Российской академии наук Институт энергетических
проблем химической физики РАН,
119334, г. Москва, Ленинский проспект, д.38, корп. 2.
Факс: +7(499)1378258. Email: nnglu@mail.ru



Глущенко Наталья Николаевна – профессор, заведующая лабораторией «Биологического действия наноструктур» ИНЭП ХФ РАН. В 1990 г. защитила докторскую диссертацию по изучению физико-химических механизмов биологического действия наночастиц металлов. Имеет более 250 публикаций.



Богословская Ольга Александровна окончила МГУ им. М.В. Ломоносова. В 1984 году защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата биологических наук. Работает в ИНЭП ХФ РАН с 1987 г. Имеет более 140 публикаций. В настоящее время является ведущим научным сотрудником, к.б.н. ИНЭП ХФ РАН и доцентом каф. фармацевтической и токсикологической химии РУДН.

Лейпунский Илья Овсеевич, родился в 1945 г., в 1969 г окончил Московский инженерно-физический институт (МИФИ). В 1975 г. стал кандидатом ф.-м. н. С 1987 г. работает в ИНЭП ХФ РАН, с 2004 г. заведует лабораторией. Имеет 97 печатных работ. Специализируется в области наноструктурного материаловедения и методов получения наноразмерных частиц.

Овсянникова Маргарита Николаевна окончила МГУ им. М.В. Ломоносова, защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата биологических наук в МГУ. Работает старшим научным сотрудником в ИБХФ РАН. Имеет более 70 публикаций.

Одной из актуальных проблем современной медицины является поиск агентов, компонентов или факторов, обеспечивающих антимикробное действие. Это связано с широким распространением микроорганизмов и ростом их в различных средах, в том числе в питьевой воде, почве, продуктах питания, косметике, средствах личной гигиены, пластмассовых, медицинских изделиях и т.д. Такое распространение микроорганизмов причиняет не только материальный вред, но, главное, угрожает здоровью человека. Требования к окружающей среде и

материалам медицинского назначения становятся все выше. Поэтому поиск новых антимикробных агентов безопасных для человека не прекращается, учитывая постоянный рост резистентности бактерий к действию сульфаниламидных препаратов, антибиотиков, антисептиков. В настоящее время в качестве антимикробных агентов могут выступать различные вещества органической и неорганической природы. Однако использование антимикробных агентов той или иной природы в медицине и фармации ограничено их безопасностью. В этом отношении более предпочтительны неорганические соединения, например, металлы и их композиции. Разработаны антимикробные агенты на основе, например, соединений кобальта [1], серебра [2,3,4] сложных металлических оксидов (цинка оксида в CaO), смесей соединений металлов. Возрастает интерес исследователей к наночастицам индивидуальных металлов, композиций металлов с общей формулой M_nX_y , где Mn может быть Al, Si, Zn, Ni, Ti; Xy - кислород, углерод, сера; наночастицам смешанного состава типа C-H-Ag-Zn, C-Si-Ag-Zn, C-W-Ti-B, монодисперсным коллоидным наночастицам металлов [5] и т.д.

Существует ряд работ, посвященных использованию наночастиц (НЧ) металлов, обладающих антимикробным и антивирусным свойствами, для совершенствования средств защиты от микробной и вирусной инфекций [6, 7]. Поэтому дальнейший поиск антимикробных агентов, безопасных для здоровья человека является актуальным.

Наше внимание привлекло железо – эссенциальный элемент, который в организме животных и человека имеет строго скоординированную систему регуляции, позволяющую в случае увеличенной нагрузки металла поддерживать его содержание в биосистемах на уровне, обеспечивающем оптимальную жизнедеятельность. Известно, что препараты железа широко применяются в медицине для профилактики и лечения железодефицитной анемии.

Установлено, что железо играет не менее важную роль и в жизни микроорганизмов. Для роста животных, растительных и микробных клеток требуются сходные концентрации железа – от 0,4 до 4 мкмоль/л. Это объяснимо наличием его в составе жизненно важных высокомолекулярных соединений.

Показано, что различные штаммы *E. coli* (например, *E. coli* K-12) могут обладать четырьмя системами транспорта железа, три из которых осуществляют поступление катиона в связи с различными хелатами. Транспорт железа в комплексе с хелатом требует специальных акцепторов на наружной поверхности клеточной стенки. Вероятно, эти белковые акцепторы образуют особые поры в наружной клеточной мембране *E. coli*, через которые поступает комплекс Fe^{3+} с хелатом [8].

У Г⁺ бактерий транспорт железа менее изучен, однако известно, что у них также существуют аналогичные системы транспорта ионов железа. Например, у *Staphylococcus aureus* существует система транспорта, зависящая от феррихрома (относится к гидроксамовым кислотам). У бактерии идентифицирован оперон, состоящий из трёх генов, ответственных за транспорт железа.

Установлено, что в высоких концентрациях соли железа оказывают токсическое действие на рост микроорганизмов, вызывая подавление их роста [8].

В то же время влияние НЧ железа на рост микроорганизмов – представителей патогенной и нормальной микрофлоры – еще не исследовалось. В связи с этим нами проведено изучение влияния НЧ железа в широком диапазоне концентраций на представителей грамположительных и грамотрицательных типов бактерий.

Развитие современных нанотехнологий позволяет получать наноструктурные металлы, в том числе и железо, с заданными биологическими свойствами посредством регулирования физико-химических характеристик наноразмерных материалов [9].

Целью нашей работы было получение НЧ железа с различными физико-химическими характеристиками и изучение их антимикробной активности.

Определение физико-химических свойств наночастиц. НЧ железа получали методом высокотемпературной конденсации на установке Миген-3 [11]. Модификацию НЧ железа проводили в контролируемых условиях кислородом.

Определение формы и размера НЧ железа проводили методом сканирующей электронной микроскопии на сканирующем электронном микроскопе JSM 7401F фирмы JOEL при напряжении 1 кВ. Для приготовления образца нанопорошок железа подвергали кратковременному ультразвуковому диспергированию в ацетоне. Затем нанопорошок наносили на специальную углеродную подложку и помещали в микроскоп.

Рентгенофазовый анализ НЧ железа проводили на рентгеновском анализаторе АДП-1 (Россия). Обработку полученных интерференционных пиков для установления фазового состава НЧ железа проводили с помощью компьютерных программ Outset и РНАН [12].

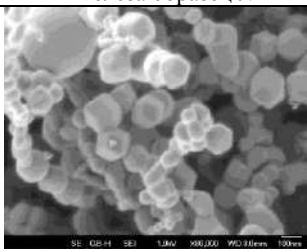

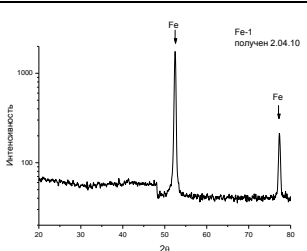
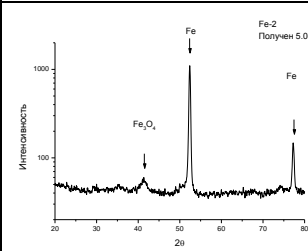
Оценку антимикробной активности НЧ железа проводили диффузно-дисковым методом на тест-микробах *Staphylococcus albus* [10]. Исследуемые НЧ железа с разными физико-химическими характеристиками помещали в количестве 5 мг на бумажные глицериновые диски. Диски раскладывали на поверхности агаризованной среды в предварительно подготовленные чашки Петри, засеянные тест-

культурами. Готовые чашки Петри на сутки ставили в термостат при температуре 37°C. Через сутки чашки вынимали из термостата и фотографировали. Если испытуемый образец оказывал влияние на рост тест-микроба, то образуется зона задержки роста. По площади зоны задержки роста (мм²) можно судить об интенсивности влияния испытуемого образца на тест-микробы. Эталонном сравнения служил стрептомицин в дозе 100 мкг/диск.

Для изучения антимикробной активности НЧ железа с разными физико-химическими свойствами были получены два образца НЧ железа. Показано, что изученные образцы НЧ железа имеют форму многогранника, обладают монокристаллической структурой и имеют разный фазовый состав (табл. 1). Так, НЧ железа образца №1 в основном состоят из частиц железа с объемно-центрированной кубической решеткой типа Fe-α и на этих НЧ кристаллические оксидные фазы не наблюдаются. На дифрактограммах порошка НЧ железа образца №2 наблюдаются малоинтенсивные размытые пики, свидетельствующие о наличии оксидных фаз со структурой магнетита Fe₃O₄.

Найдено, что НЧ железа образца №1 имеют размер частиц 110 нм, а образца № 2 – 80 нм. Удельная поверхность НЧ железа образца № 1 не ниже 6,9 м²/г, а образца № 2 – 9.6 м²/г.

Таблица 1
СЭМ изображения и дифрактограммы НЧ железа образцов №1 и №2

	НЧ железа образец №1	НЧ железа образец №2
(СЭМ)* изображения НЧ железа		
Дифракто- граммы НЧ железа		

*(СЭМ) - электронная сканирующая микроскопия

Исследование антимикробного действия НЧ железа образцов №1 и №2 показало, что вокруг дисков с НЧ железа обоих образцов наблюдаются зоны лизиса (рис. 1).

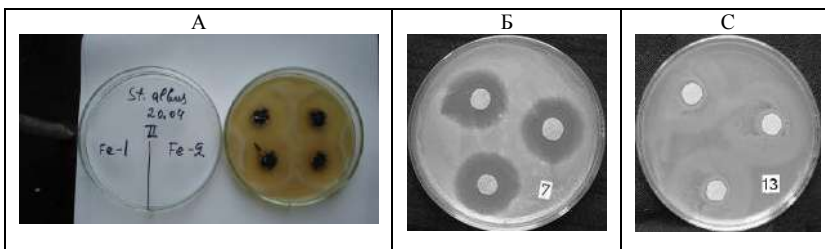


Рис.1. Фотографии чашек Петри с зонами лизиса тест-культуры *St. albus* при нанесении на бумажный диск НЧ железа образцов №1 и №2 в концентрации 5,0 мг/диск (А), стрептомицина в дозе 100мкг/диск (Б) и глицерина (В)

Показано, что вокруг дисков с НЧ железа образца №1 площадь зоны задержки роста микробных клеток *St. albus* составляет $(1112.3 \pm 68.9) \text{ мм}^2$, а вокруг дисков с НЧ железа образца №2 – $(886.5 \pm 28.3) \text{ мм}^2$. В качестве эталона сравнения использован антибиотик-стрептомицин. Показано, что ингибирующее действие стрептомицина на рост *St. albus* возрастает с увеличением его концентрации на диске. И наибольшая зона задержки роста при действии стрептомицина в концентрации 100 мкг/диск составляет $(736 \pm 16) \text{ мм}^2$. В качестве контроля использованы диски, пропитанные глицерином. Видно, что зоны задержки роста вокруг них не наблюдались.

Полученные данные свидетельствуют о том, что изученные наночастицы железа обладают высокой антимикробной активностью в отношении грамположительных бактерий *St.albus*. При этом НЧ железа образца №1 проявляют большее антимикробное действие, чем НЧ железа образца № 2.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Brugggraber A.,Powell J. Патент «Use of metal compounds to treat gastrointestinal infections»//US 200 301 803 81A1, 2003.
2. Taylor P.L., Omotoso O., Wiskel J.B. et al. // Impact of heat on nanocrystalline silver dressings. Part II: Physical properties *Biomaterials*. 2005., V. 26(35), P.7230-7240.
3. Taylor P.L., Ussher A.L., Burrell R.E. // Impact of heat on nanocrystalline silver dressings. Part I: Chemical and biological properties *Biomaterials*. 2005., V. 26(35), P.7221-7229.
4. Fumo et al// *J. Antimicrob Chemother* , 2004, 1019-1024
5. Sato, Masaru, Hadano, Makoto Патент «Antimicrobial agent»//US 200 300 692 79, 2003.

6. Fumo et al // *Virologica Sinica*, 2005, 20, 70-74.
7. Ren G., Oxford J., Oxford J. Патент «Anti-viral formulations nanomaterial and nanoparticles» // US 201 000 406 55 A1, 2010.
8. Горлина М.Х. Железо и патогенность бактерий // *Журнал микробиологии, эпидемиологии и иммунобиологии*, 1985. – №3 – с. 103-108.
9. Rakhmetova A.A., Alekseeva T.P., Bogoslovskaya O.A. et al Wound_Healing Properties of Copper Nanoparticles as a Function of Physicochemical Parameters // *Nanotechnologies in Russia*, 2010- Vol. 5- № 3–4,- pp. 271–276.
10. Справочник по микробиологическим и вирусологическим исследованиям // Под ред. Биргера М.О. - М.: Медицина, 1973. – 455 с.
11. Ген М.Я., Миллер А.В. // Авторское свидетельство СССР № 814432. Бюллетень изобретений. 1981., №11, С.25.
12. Горелик С.С., Скаков Ю.А., Расторгуев Л.Н. Учебное пособие для вузов.- 3-е издание. М.: Минск. 1994.

АДСОРБЦИЯ ГЕМОГЛОБИНА И БАРБИТУРАТОВ НА ВЫСОКОДИСПЕРСНЫХ ФЕРРОЧАСТИЦАХ С МОДИФИЦИРОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Комиссарова Л.Х., Феофанов В.С., Кузнецов А.А., Реутов В.П.

Институт биохимической физики имени Н.М. Эмануэля РАН

Москва 119334, ул. Косыгина, 4. Факс: (495)137-41-01.

E-mail: akuz@sky.chph.ras.ru



Комиссарова Любовь Хачиковна окончила химический факультет Московского Государственного Университета им. М.В Ломоносова в 1964 году. В 1974 году ею была защищена диссертация на соискание ученой степени кандидата биологических наук по теме: «Изучение действия постоянного магнитного поля на концентрацию свободных радикалов и активность цитохром-с-оксидазы в органах и тканях мышей». Имеет более 90 научных публикаций, в том числе, более 40 статей, 6 авторских свидетельств на изобретения и патенты РФ, 14 статей в иностранных журналах. В настоящее время является старшим научным сотрудником ИБХФ РАН. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей и суспензий поощрялась грантом правительства РФ (2002 г.), Программой фундаментальных исследований Президиума РАН «Фундаментальные науки – медицине» (2003, 2008 г.г.).



Феофанов Владимир Сергеевич окончил Московскую Государственную академию Тонкой Химической Технологии по специальности биотехнолог. В 2009 году им был защищен диплом специалиста по теме: «Иммобилизация биологически активных соединений на феррокомпозитах с модифицированной поверхностью». Имеет 5 научных публикаций. В настоящее время является аспирантом ИБХФ РАН. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей и суспензий поощрялась Программой фундаментальных исследований Президиума РАН «Фундаментальные науки – медицине» (2008 г.).

Введение

Активные исследования по применению магнитоуправляемых микрочастиц в биологии и медицине ведутся в нашей стране более 20 лет, в том числе в ИБХФ РАН. [1-3]. Успех применения магнитных частиц для биомедицинских целей в значительной степени зависит от физико-химических и биологических свойств их поверхности: она должна быть биосовместимой и иметь высокие значения сорбционной емкости к соединениям различной молекулярной массы. Для придания частицам свойств биосовместимости и селективности их поверхность необходимо модифицировать. Является актуальным наряду с железо-углеродными композитами исследование и выявление возможности использования в

качестве магнитоуправляемых сорбентов высокодисперсных частиц магнетита и железа и разработка методов модификации их поверхности биосовместимыми покрытиями.

Целью данной работы является разработка методов модификации поверхности микрочастиц магнетита и наночастиц железа биосовместимыми покрытиями: белками (альбумином и желатином) и полисахаридами (декстраном) и иммобилизация гемоглобина и барбитуратов (фенбарбитал натрия и барбитуровая кислота) на феррочастицах с модифицированной поверхностью.

Методы исследований

В работе использовались феррочастицы: магнетит состава - 31% FeO и 69% Fe₂O₃ с диаметром частиц порядка 1–5 мкм и высокодисперсное железо состава - 90% Fe red. и 10% Fe₃O₄ с диаметром частиц 60 nm. Частицы в растворе образуют конгломераты; для раздробления конгломератов и получения однородной по размерам и магнитным свойствам суспензии проводили ультразвуковое диспергирование суспензии частиц в воде с помощью ультразвукового диспергатора УЗДН-1. Для покрытия частиц использовали альбумин, желатин и декстран (Sigma). Модификацию аминокрупп белков и активацию гидроксильных групп декстрана проводили глутаровым альдегидом или формальдегидом и периодатом натрия, соответственно, путём инкубации суспензии с растворами модификаторов.

Адсорбцию гемоглобина и барбитуратов на частицах проводили из физиологического раствора и из модельной биологической жидкости: 0,6% альбумин в физиологическом растворе (рН=7,4) при весовых отношениях сорбент/Нб, /барбитураты равным: 5/1; 10/1; 20/1; 50/1, перемешиванием с суспензией частиц при 20°С в течение 60 секунд, осаждения на самарий-кобальтовом магните и регистрации электронных спектров поглощения в УФ и видимой области. Расчет концентрации адсорбированных соединений проводился по характеристичным пикам поглощения по калибровочным прямым.

Результаты и их обсуждение

В табл. 1 представлены значения сорбционных показателей магнетита (Fe₃O₄) при адсорбции гемоглобина из физиологического раствора при покрытии его поверхности желатином, и с последующей модификацией глутаровым альдегидом и формальдегидом при различных весовых отношениях Fe₃O₄/Нб.

Таблица 1

Адсорбция гемоглобина на микрочастицах магнетита с различными модификациями при разных весовых отношениях Fe_3O_4/Hb из физиологического раствора

Тип сорбента	Fe_3O_4			Fe_3O_4 , модиф. жел.			Fe_3O_4 , модиф. жел+ глут. альд.			Fe_3O_4 , модиф. жел.+ формальд.
	10/1	20/1	50/1	10/1	20/1	50/1	10/1	20/1	50/1	
Fe_3O_4/Hb	10/1	20/1	50/1	10/1	20/1	50/1	10/1	20/1	50/1	20/1
Адсорбция, %	37,8	67,9	70,4	25,1	41,6	57,8	25,4	35,6	57,8	40,0
Сорбционная ёмкость, мг/г	37,8	34,9	14,1	25,1	21,0	11,6	25,4	17,8	11,5	20,0

Как видно из таблицы, максимальные значения процента адсорбции для непокрытых частиц наблюдается при отношении $Fe_3O_4/Hb = 50:1$, а сорбционной ёмкости при соотношении $Fe_3O_4/Hb=10:1$. После покрытия поверхности частиц желатином наблюдается снижение сорбционных показателей, модификация аминок групп желатина или альбумина глутаровым альдегидом приводит к их дальнейшему снижению, после модификации формальдегидом показатели адсорбции практически не изменяются. Аналогичный характер изменений сорбционных показателей наблюдается для микрочастиц магнетита, покрытых альбумином и модифицированных альдегидами, а также для наночастиц железа, покрытых белками с модификацией глутаровым и формальдегидами. На рис. 1 показаны спектры поглощения гемоглобина после адсорбции на наночастицах железа, покрытых декстраном и с модификацией периодатом натрия.

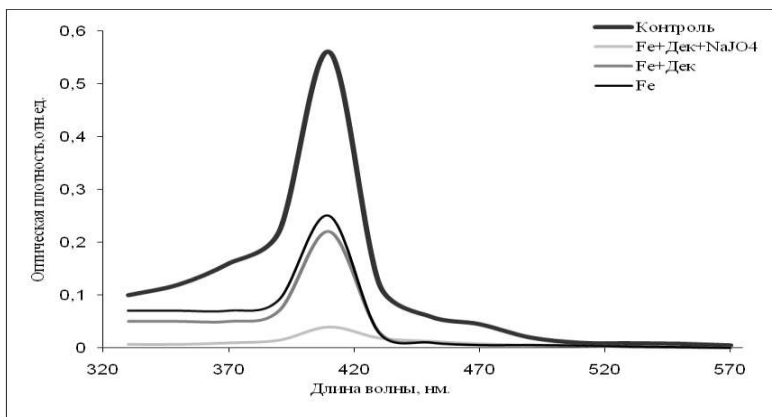


Рис. 1. Адсорбция гемоглобина из физиологического раствора (рН=7,4) на наночастицах железа, модифицированных декстраном и декстраном с периодатом натрия при весовом отношении Fe/Hb=20/1

Из спектров поглощения были рассчитаны процент адсорбции и сорбционная емкость. Возрастанию сорбционной эффективности при активации гидроксильных групп декстрана периодатом, очевидно, способствовало образование водородных связей между альдегидными группами декстрана и аминогруппами гемоглобина. При адсорбции гемоглобина на модифицированных белками феррочастицах преобладающую роль, по-видимому, также играют водородные связи между карбоксильными группами белков и аминогруппами гемоглобина. Снижение сорбционной эффективности частиц к гемоглобину при использовании глутарового альдегида, очевидно, обусловлено стереохимическими препятствиями, затрудняющими подход молекул гемоглобина к карбоксильным группам белков (рис. 2).

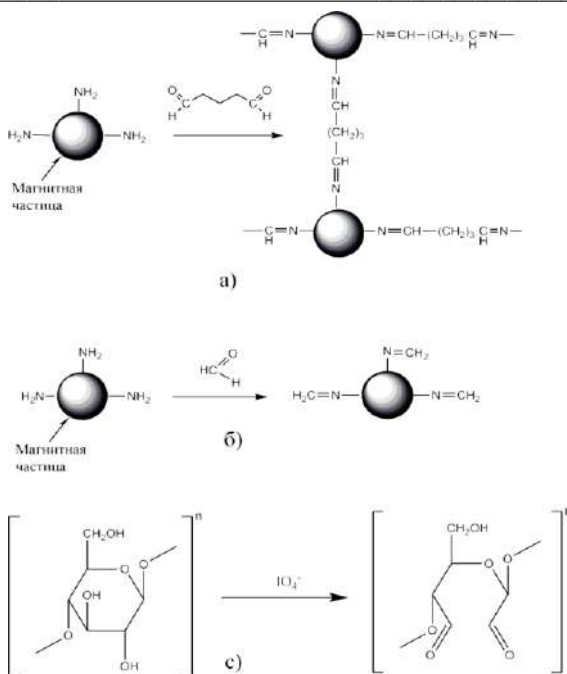


Рис. 2. Схема модификации аминогрупп белков (альбумин, желатина) глутаровым (а) и формальдегидом (б); гидроксильных групп декстрана (с) периодатом натрия

Сорбционная эффективность микрочастиц магнетита и наночастиц железа с модифицированной белками и декстраном поверхностью, к гемоглобину была изучена также на модельной биологической жидкости: 0,6% альбумин в физиологическом растворе при pH=7,4 (табл. 2).

Таблица 2

Адсорбция гемоглобина на наночастицах железа и микрочастицах магнетита из 0,6% раствора альбумина при весовом отношении сорбент/Нб=10/1, ($M \pm m$)

Тип сорбента	Fe ₃ O ₄ , модиф. жел. + формальд.	Fe, модиф. жел. +формальд.	Fe, модиф. альб. +формальд.	Fe, модиф. дек.+NaIO ₄
Адсорбция, %	8,2 ± 1,7	16,3 ± 2,4	32,6 ± 3,8	25,0 ± 3,2
Сорбционная ёмкость, мг/г	8,2 ± 1,7	16,3 ± 2,4	32,6 ± 3,8	25,0 ± 3,2

Как видно из таблицы, максимальные значения сорбционной эффективности по гемоглобину обнаружены для наночастиц железа, покрытых альбумином с модификацией формальдегидом.

На рис. 3 представлены спектры поглощения фенобарбитала после адсорбции на микрочастицах железа из физиологического раствора (рН=7,4).

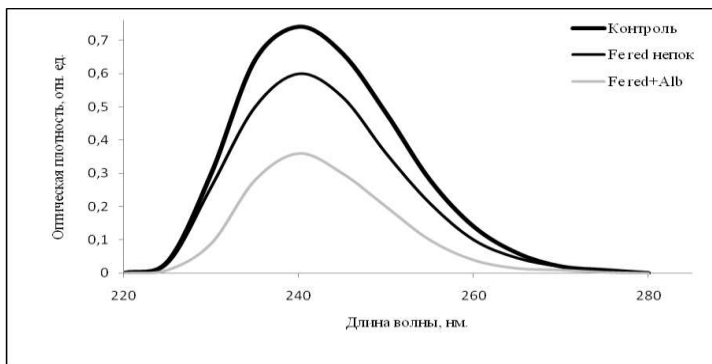


Рис. 3. Спектры поглощения фенобарбитала после адсорбции на наночастицах железа, модифицированных альбумином, при весовом отношении Fe /ФБ = 20/1

Из рис. 3 видно, что покрытие микрочастиц железа альбумином приводит к значительному возрастанию адсорбции фенобарбитала: с 18,9% до 51,4% и сорбционной емкости с 9,4 мг/г до 25,7 мг/г. Адсорбция осуществляется, по-видимому, за счет образования водородных связей между альбумином и фенобарбиталом. Максимальные значения адсорбции и сорбционной емкости барбитуровой кислоты для микрочастиц железа с модифицированной альбумином поверхностью составили: 43,0% и 8,6 мг/г, соответственно.

Спектрофотометрически показано, что неспецифическая адсорбция альбумина на магнитных частицах с модифицированной белками и декстраном поверхностью из модельной биологической жидкости не превышала 10%, в то время как на не непокрытых частицах составляла не менее 40%.

Заключение

На основании полученных результатов по сорбционной эффективности наночастиц железа и микрочастиц магнетита, покрытых белками (альбумин, желатин) и модифицированных глутаровым альдегидом и формальдегидом, а также покрытых декстраном и активированным периодатом натрия, к гемоглобину и барбитуратам, можно прийти к заключению, что оптимальными феррочастицами для адсорбции ге-

моглобина и барбитуратов являются микрочастицы железа, модифицированные альбумином. Необходимо отметить, что по сорбционной эффективности к гемоглобину на модельной системе наночастицы железа превышают соответствующие показатели для феррокарбона [2]. Наночастицы железа, модифицированные альбумином, могут быть рекомендованы для очистки биологических жидкостей от барбитуратов и свободного гемоглобина методом магнитной сепарации.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Кузнецов А.А., Филиппов В.И., Комиссарова Л.Х. и др. Патент РФ № 2008929, 1991.
2. Комиссарова Л.Х., Кузнецов А.А., Филиппов В.И. и др. Детоксикация организма с использованием магнитоуправляемых сорбентов. Первый Симпозиум. Применение биомагнитных носителей в медицине. Сб. докладов. 2002, Москва. ИБХФ РАН. С. 668-76.
3. Brusentsov N.A., Komissarova L.Kh., Kuznetsov A.A., et al. Magnetic carriers biological preparations for diagnostics and therapy of oncological diseases. *Biocatalytic Technology and Nanotechnology*. 2004.//Nova science Publishers. P. 59-66.

МЕТОД СИНХРОННОЙ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ДОПЛЕРОГРАФИИ ДЛЯ ВИЗУАЛИЗАЦИИ МАГНИТНЫХ МИКРОЧАСТИЦ В МЯГКИХ ТКАНЯХ

Пышный М.Ф., Кузнецов А.А., Кузнецов О.А., Пышная С.В.

Институт биохимической физики им. Н.М. Эмануэля РАН
119334, г. Москва, ул. Косыгина, 4.
Факс: (495) 137-41-01; E-mail: michaelphp@mailfrom.ru

Методы гипертермии и направленного транспорта лекарственных препаратов с использованием магнитных частиц микронного и нанометрового размеров невозможно применять без контроля распределения частиц в мягких тканях и сосудах пациента. Используемые с этой целью методы медицинской визуализации, например, рентгенография и магнитно-резонансная томография (см., например, [1], [2]), имеют ряд недостатков, относящихся к безопасности, удобству применения и нередко высокой стоимости применяемой аппаратуры.

Медицинская ультразвуковая визуализация таких недостатков не имеет и могла бы применяться практически без ограничений, в том числе и в реальном времени лечебных процедур. Однако существующие стандартные методики не позволяют напрямую увидеть ни объектов микронного масштаба, ни даже их скоплений. Вследствие малых размеров микрочастиц их ультразвуковые эхо-сигналы много меньше сигналов мягких тканей и неотличимы от них.

Можно попробовать выделить слабый сигнал от скоплений микрообъектов в том случае, когда эти микрообъекты движутся. Доплеровский сдвиг частоты отраженного звука является тем признаком, по которому можно разделить сигналы движущихся и неподвижных объектов даже в тех случаях, когда сигнал от неподвижных объектов во много раз больше.

Известен метод [3] визуализации небольших (около 1-2 мм) магнитных имплантатов в мягких тканях, построенный на вибрации имплантатов в магнитном поле электромагнита, подключенного к сети переменного тока с частотой 50 Гц. Обычный ультразвуковой сканер в режиме энергетической доплерографии обнаруживает такие вибрирующие объекты. Но для микрочастиц такой метод неприменим вследствие невысокой чувствительности к наличию магнитного материала в поле зрения аппаратуры.

Предложенный авторами специализированный метод доплеровской визуализации магнитных микрообъектов также базируется на

их движении в низкочастотном переменном магнитном поле. Если некоторый участок мягкой ткани, содержащий магнитные микрочастицы, поместить в переменное магнитное поле с частотой единиц или десятков герц, частицы будут совершать колебательные движения. Так как частота этих колебаний известна, доплеровский сигнал от частиц можно отфильтровать от сигналов других движущихся объектов (например клеток крови или мягких тканей, вибрирующих от пульсаций сосудов), а также и шумов аппаратуры, что позволяет достичь большей чувствительности метода к наличию магнитных микрообъектов. Кроме того, вибрации магнитных частиц будут передаваться окружающим мягким тканям. Суммарный доплеровский эхо-сигнал будет намного больше доплеровского сигнала самих частиц, что также существенно повышает чувствительность метода.

Можно показать, что квадратурный сигнал приемника ультразвукового сканера при наличии колебательных движений в области динамического фокуса прибора связан достаточно простым соотношением с амплитудой колебаний магнитных микрочастиц. Причем процедура извлечения информации об амплитуде колебаний микрочастиц упрощается, если процесс ультразвукового зондирования некоторым образом синхронизирован с колебательными движениями частиц.

Суммарный эхо-сигнал, формируемый в режиме приёма формирователем луча ультразвукового сканера в процессе исследования неподвижного объекта, можно представить в виде общего выражения:

$$s(t) = A(t)\cos(\omega t) + B(t)\sin(\omega t) \quad (1)$$

где $A(t)$ и $B(t)$ – амплитудные множители, отражающие структуру исследуемого объекта; t – время; ω – круговая частота несущей зондирующего импульса. Функции $A(t)$ и $B(t)$ периодичны, их период равен периоду генерации зондирующего импульса. Естественно, они равны нулю всякий раз, когда приемник не работает (время генерации зондирующего импульса, мертвое время между акустическими строками).

Для описания объекта, движущегося с переменной скоростью, используем то же самое соотношение (1), заменив ωt на $\int \omega(t) dt$.

Поскольку

$$\omega(t) = \omega + \delta\omega(t) \quad (2)$$

где $\delta\omega(t)$ -доплеровское смещение частоты, которое связано со скоростью движения отражателя известным соотношением

$$\delta\omega(t) = 2\omega v(t)/V_s = 2\omega x'(t)/V_s \quad (3)$$

где $v(t)$ – скорость движения отражателя; $x(t)$ – путь, пройденный отражателем (т.е. смещение частиц относительно положения равнове-

сия); V_s – скорость звука в мягких тканях (приравнивается к скорости звука в воде, 1540 м/с), выражение (1) приводится к виду

$$s(t) = A(t)\cos(\omega t + cx(t)) + B(t)\sin(\omega t + cx(t)) \quad (4)$$

где $c = (2\pi/\lambda)$; λ – длина волны звука в мягких тканях.

После квадратурного детектирования (домножения на синус и косинус несущей частоты с последующей фильтрацией нижних частот) принимаемый сигнал будет иметь вид

$$I(t) = \text{LPF}(s(t)\cos(\omega t)) = A(t)\cos(cx(t)) + B(t)\sin(cx(t)) \quad (5)$$

$$Q(t) = \text{LPF}(s(t)\sin(\omega t)) = A(t)\sin(cx(t)) + B(t)\cos(cx(t)) \quad (6)$$

где $\text{LPF}()$ обозначает оператор фильтра нижних частот, $c = 2\pi/\lambda$.

Амплитуда колебательных движений частиц много меньше длины волны звука в воде, поэтому $cx(t) \ll 1$. Можно воспользоваться приближенными равенствами $\sin(cx(t)) \cong cx(t)$, $\cos(cx(t)) \cong 1$ и привести выражения для квадратурного сигнала к виду

$$I(t) \cong A(t) + B(t)cx(t) \quad (7)$$

$$Q(t) \cong A(t)cx(t) + B(t) \quad (8)$$

Вычитая из текущего значения квадратурного сигнала его же значение, задержанное на его период T (период зондирования), с учетом периодичности $A(t)$ и $B(t)$ получим

$$I(t) - I(t-T) \cong cB(t)(x(t) - x(t-T)) \quad (9)$$

$$Q(t) - Q(t-T) \cong cA(t)(x(t) - x(t-T)) \quad (10)$$

Возведем оба приближенных равенства (9) и (10) в квадрат, сложим, извлечем квадратный корень. Получим

$$((I(t) - I(t-T))^2 + (Q(t) - Q(t-T))^2)^{1/2} \cong c((A^2(t) + B^2(t))(x(t) - x(t-T))^2)^{1/2} \quad (11)$$

В нашем случае частицы колеблются по гармоническому закону, и $x(t) = a^* \cos(\Omega t)$, где a^* – амплитуда колебаний частиц, а Ω – круговая частота колебаний частиц. Если подобрать частоту колебаний частиц и частоту следования зондирующих импульсов так, чтобы $\cos(\Omega T) = -1$ (то есть $x(t-T) = -x(t)$), формула (11) примет вид

$$((I(t) - I(t-T))^2 + (Q(t) - Q(t-T))^2)^{1/2} \cong 2cx(t)(A^2(t) + B^2(t))^{1/2} \quad (12)$$

то есть разность квадратурного сигнала в двух следующих друг за другом процедурах зондирования объекта пропорциональна произведению амплитуды колебаний ткани на амплитуду эхо-сигнала. Эта раз-

ность или же амплитуда колебаний частиц вместе с тканью могут быть простейшей мерой наличия магнитных микрочастиц в некоторой области исследуемого объекта.

Для проверки осуществимости предложенного метода были выполнены две серии экспериментов на ультразвуковых фантомах, изготовленных из мягких тканей свиньи.

В обеих сериях использовалась суспензия железоуглеродных частиц, средний размер около 1 мкм, вводимая в ткань фантома с помощью шприца.

В качестве источника магнитного поля использовался постоянный магнит прямоугольной формы, вращаемый двигателем постоянного тока. Магнит был изготовлен из сплава неодим-железо-бор, размер около 40x40x20 мм, напряженность магнитного поля в рабочей области составляла около 1500 Э, скорость вращения магнита могла ускориваться в пределах от 5 до 50 оборотов/сек.

В первой серии экспериментов использовались фантомы размерами от 5x10x10 см до 5x15x15 см, изготовленные из свежей печени свиньи.

В качестве системы ультразвуковой визуализации был применен опытный образец медицинского диагностического цифрового акустического эхотомоскопа (ультразвукового сканера) УДС-08-ЦМА с конвексным датчиком, работающий на частоте 4.0 МГц (ООО Центр медицинского акустования, авторы Пышный М.Ф., Пышная С.В.). Устройство аппаратуры соответствует современному подходу к построению систем ультразвуковой медицинской визуализации (см., например, [4],[5]). Прибор имеет полностью цифровую архитектуру. Основой его аппаратных средств являются специализированные процессоры, выполняющие функции формирователей передающего и приемного лучей. Сервисные функции, постпроцессинг и интерфейс оператора обеспечивает входящий в состав прибора компьютер.

Специально для проведения данных экспериментов была разработана модификация математического обеспечения, поддерживающая разработанный нами режим синхронной тканевой доплерографии. Доплеровская информация отображалась на экране в виде чернотелых полутоновых изображений.

При отсутствии переменного магнитного поля в области локализации магнитных частиц изображение на экране прибора в основном состоит из шумов, в которые местами вкрапляются мерцающие артефакты, обусловленные вибрациями основания, на котором находится аппаратура. Когда к фантому подносили вращающийся магнит (расстояние от поверхности магнита до частиц составляло от 2 до 5 см), в

области локализации частиц наблюдали яркие белые пятна. Однако, часто наблюдались также и артефакты (белые пятна в некоторой окрестности частиц), обусловленные распространением низкочастотных вибраций на некоторое расстояние от их источника. Количество артефактов резко уменьшалось с ростом частоты магнитной модуляции (20-30 Гц и выше), но при этом в соизмеримой степени падала и чувствительность метода к наличию магнитного поля. Магнит необходимо было удерживать на расстоянии не более 2 см от частиц.

Эксперименты первой серии подтвердили возможность осуществления метода и указали его основные проблемы (артефакты и чувствительность). Прежде всего нам представлялось целесообразным увеличить чувствительность аппаратуры и проверить работу метода на других типах мягких тканей.

Во второй серии экспериментов была использована усовершенствованная система ультразвуковой визуализации с линейным высокочастотным датчиком, работающая на частотах 7.5-10 МГц (опытный образец ультразвукового сканера УДС-10-ЦМА). Чувствительность аппаратуры в доплеровских режимах по сравнению с предыдущей версией прибора удалось увеличить в 3-5 раз. Ультразвуковые фантомы размерами около 3х6х6 см изготавливались из мышечной ткани свиньи.

Количество артефактов во второй серии экспериментов было существенно ниже, чем в первой. При некоторых положениях вращающегося магнита и частоте магнитной модуляции около 20-30 Гц нам удалось получить изображения белых контуров и пятен в области локализации частиц при полном отсутствии артефактов. Существенного роста чувствительности метода к наличию магнитного поля мы не наблюдали, что, вероятно, связано с механическими характеристиками ткани фантома на низких частотах.

В целом, выполненные эксперименты показывают возможность осуществления предложенного метода визуализации скоплений магнитных микрообъектов.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. A.A. Kuznetsov, A.R. Harutyunyan, E.K. Dobrinsky, et. al.,
2. in: U. Hafeli, W. Schutt, J. Teller, M. Zborowski (Eds.), *Scientific & Clinical Applications of Magnetic Carriers*, Plenum Press, New York, 1997, p. 379.
3. B. Gleich, J. Weizenecker, *Nature* 435 (2005) 1214.
4. S.A. McAleavey, D.J. Rubens, K.J. Parker, *Doppler ultrasound imaging of magnetically vibrated brachytherapy seeds*, *IEEE Trans. Biomed. Eng.* 50 (2003) 252.
5. S. Webb, *The Physics of Medical Imaging*, CRC Press, 1988, 633.
6. S.A. Kane, *Introduction to Physics in Modern Medicine*, Taylor &
7. Francis, 2003, 344.

ЛОКАЛЬНОЕ ТЕРМИЧЕСКОЕ РАЗРУШЕНИЕ ПЕРЕВИВНЫХ ЗЛОКАЧЕСТВЕННЫХ ОПУХОЛЕЙ НА МЕЛКИХ ЖИВОТНЫХ МЕТОДОМ НИЗКОЧАСТОТНОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ГИПЕРТЕРМИИ

Кашевский Б.Э.¹, Истомин Ю.П.², Кашевский С.Б.¹,
Прохоров И.В.¹, Улащик В.С.³

¹ Институт тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова НАН Беларуси,
220072, ул. П. Бровки 15, Минск, Беларусь. Факс: (017) 2322513;
E-mail: bekas@itmo.by

² РНПЦ онкологии и медицинской радиологии
им. Н.Н. Александрова. 223040 Минск, п/о Лесное-2.

³ Институт физиологии НАН Беларуси.

В последние годы заметно вырос интерес к идее локального термического разрушения опухолей за счет нагревания переменным магнитным полем вводимых в них малых ферромагнитных частиц [1]. Актуализация этих исследований обусловлена рядом факторов.

Ключевой вопрос, определяющий пути технической реализации метода, заключается в выборе типа магнитных частиц. Наибольшее внимание в литературе уделяют ультрамалым (~ 10 нм) однодоменным суперпарамагнитным частицам магнитных оксидов железа, терапевтически значимое поглощение энергии в которых достигается в полях субмегагерцового диапазона с относительно малой (~100 Э) амплитудой. Мы рассматриваем альтернативный подход, состоящий в использовании более крупных частиц с магнитным гистерезисом и более сильных (превосходящих коэрцитивную силу частиц) полей гораздо меньшей частоты. Работы в этом направлении сдерживались отсутствием до недавнего времени обоснованных представлений о процессах поглощения энергии в жидких дисперсиях частиц с магнитным гистерезисом, обладающих дополнительными (механическими) ориентационными степенями свободы. Необходимые сведения получены в предшествующих исследованиях [2-5], выполненных с промышленными и специально синтезированными ферромагнитными частицами. Здесь представлены результаты экспериментов по контролируемому термическому разрушению перевивных солидных опухолей на крысах.

Использовались белые беспородные крысы разведения вивария РНПЦ ОМР им. Н.Н. Александрова и экспериментальная модель альвеолярного рака печени (РС-1) из банка опухолевых штаммов ГУ РОНЦ им. Н.Н.Блохина РАМН (Москва). Опухоли перевивали подкожно в нижнюю треть бедра путем введения 0,5 мл 10%-ной опухо-

левой взвеси в растворе Хенкса. Исследование выполнено на 9 животных с РС-1 на 16-18 сутки после перевивки. Размеры изученных опухолей представлены в таблице (столбцы 1-3) толщиной (расстояние между нижним и верхним полюсами опухоли, h), шириной w и длиной l . Объем опухоли, v , (столбец 4) определяли как объем построенного по этим размерам правильного эллипсоида.

Таблица

Размеры опухолей, характеристики сеансов гипертермии и их результаты

№	h , мм	w , мм	l , мм	v , мл	v_s , мл	m , г	T_c , °C	t_h , мин	T_0 , °C	G , кДж	ϕ , %
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
1-я группа											
1	10	17	30	2.6	1.2	0.30	43	30	46.0	1.75	65
2	10	16	25	2.0	1.0	0.25	43	30	45.0	0.65	30
3	10	18	27	2.4	1.3	0.33	43	30	46.5	1.46	70
4	10	17	30	2.6	1.3	0.33	43	30	44.5	1.65	60
2-я группа											
5	13	20	28	3.6	1.4	0.35	44	20	50.0	2.67	100
6	13	15	30	3.0	1.3	0.33	44	20	43.4	1.81	70
7	10	10	23	1.2	0.6	0.23	44	20	54.5	7.96	98
8	13	14	20	1.8	0.8	0.28	44	20	48.0	4.67	100
9	14	17	24	2.9	0.9	0.34	44	20	53.0	4.12	99

Результаты гипертермии оценивали спустя 24 ч после завершения сеанса методом витального окрашивания животных 0,6%-ным раствором синьки Эванса в физиологической жидкости. Раствор вводили внутривенно (1 мл на 100 г массы тела), через 2 часа животных умерщвляли хлороформом, опухоль иссекали и фиксировали 1 час в 10%-ном растворе формалина. Затем делали поперечные срезы опухолевого узла по наибольшему диаметру. Зоны опухоли, погибшие из-за прямого эффекта гипертермии, либо в результате структурно-функциональных нарушений микроциркуляции, имели красный цвет, зоны, оставшиеся жизнеспособными, – синий. Объемную долю термического разрушения опухоли, ϕ , (таб., столбец 12) определяли методом компьютерного сканирования цветовых оттенков на цифровых изображениях срезов [6].

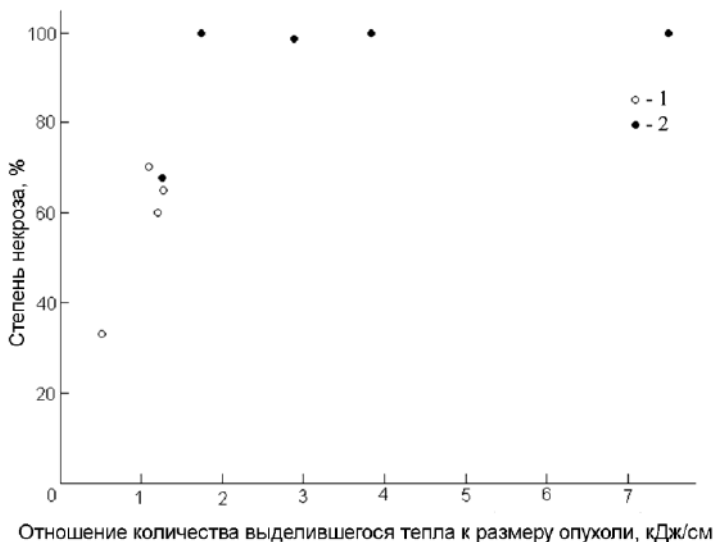
Магнитные наночастицы для гипертермии получали методом [7] с учетом результатов [5]. Размеры частиц – около 80 нм, материал – гамма-окись железа с добавкой кобальта в количестве 2.6 мольных процента от общего содержания металлов. Частицы диспергировали в

растворе низкомолекулярного поливинилпирралидона в физиологической жидкости. Содержание частиц в суспензии – 0,25 г/мл. Суспензию вводили путем инъекции в центр опухоли. Введенный объем и масса частиц для каждой опухоли приведены в таблице (столбцы 5,6). Животное помещали в переменное поле с частотой 3703 Гц и амплитудой от 0 до 850 Э. Для непрерывного контроля температуры использовали термомпару, заделанную в медицинскую иглу, которую вводили в здоровые ткани вплотную под нижний полюс опухоли. Еще одну термомпару вводили в центр опухоли.

Поле создавалась в соленоиде, включенном в резонансный LC-контур, питаемый от усилителя мощности звуковой частоты УМЗЧ-1 производства БелГИПРОСВЯЗЬ (г. Минск). Сеанс гипертермии осуществляли в автоматическом режиме под управлением ПК и разработанного ПО. Для управления использовали поступающие в ПК через АЦП сигналы с контрольной термомпары и с датчика тока в соленоиде. На основе анализа величины и темпа изменения температуры, ПК осуществлял регулирование величины тока в соленоиде путем изменения амплитуды генерируемого звуковой картой ПК задающего сигнала резонансной частоты, подаваемого на вход УМЗЧ. Таким образом, обеспечивался нагрев опухоли в контрольной точке до предписанной температуры T_c и автоматическое поддержание температуры на заданном уровне в течение предписанного времени t_n . Показания контрольной и дополнительной термомпар (температура в центре опухоли T_0), а также показания датчика тока в индукторе, непрерывно выводились на монитор и регистрировались в протокольном файле. На основе предварительно изученной зависимости удельной мощности поглощения энергии частицами от амплитуды поля производился расчет величины выделившейся за весь сеанс тепловой энергии G .

Животные были разделены на 2 группы (таблица). В первой группе температура в нижнем полюсе опухоли составляла 43°C – 30 мин, во второй – 44°C – 20 минут. Объемная доля некроза в трех опухолях первой группы имела близкие значения 60,65 и 70 %, а в одной (№2) – резко выпадающее значение 30%. Во второй группе животных в четырех случаях доля некроза составила около 100%, а в одном (№ 6) – 70%. Причина малой величины некроза в опухолях 2 и 6, как подтверждает анализ фотографий срезов, состоит в том, что введенные в них частицы оказались преимущественно не в центре, а в нижней части опухолей, вблизи контрольной термомпары. Этот результат подчеркивает необходимость контроля процесса введения частиц. Вместе с тем, близость по степени разрушения большинства различных по размеру и форме опухолей, нагретых при одинаковых значениях параметров контроля и достаточно рудимен-

тарном способе введения частиц, указывает на то, что термический эффект рассматриваемого метода не слишком чувствителен к тонким особенностям распределения частиц.



Отдельный интерес представляет наблюдаемая корреляция между объемной долей некроза и полным количеством выделившейся в сеансе тепловой энергии G (столбец 10). В частности, выпадающая из второй группы опухоль 6 по степени некроза и полной энергии близка к типичным опухолям первой группы. Опухоли 2 и 6, имеющие в своих группах резко уменьшенный некроз, получили и значительно меньшее количество тепла.

Анализируя полученные данные, можно установить весьма интересную закономерность, представленную на рисунке в координатах степень некроза – отношение полного тепловыделения к характерному размеру опухоли ($G/v^{1/3}$). Как следует из рисунка, степень некроза увеличивается с увеличением параметра линейно, вплоть до полного термического разрушения опухоли, которое достигается при значении $G/v^{1/3}$ около 2-3 кДж/см.

Представленные результаты, на наш взгляд, свидетельствуют о перспективности метода локальной гипертермии злокачественных опухолей с помощью высококоэрцитивных наночастиц и относительно

сильных магнитных полей киллогерцового диапазона. Основными достоинствами этого подхода являются, во-первых, возможность строгого контроля количества выделяемой в процессе гипертермии тепловой энергии и, во-вторых, возможность непрерывного контроля температуры в области нагрева простыми и точными термоэлектрическими преобразователями.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Pankhurst Q. A. et al // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2009. Vol. 42. P. 1–15.
2. Кашевский Б.Э. и др.// *Коллоидный журнал.* 2006. Т. 68, № 1. С. 60–64
1. 3 Kashevsky V.E., Kashevsky S.V., Prokhorov I.V. // *Particuology.* 2009. Vol. 7. P. 451–458.
3. Kekalo K.A. et al // *JMMM.* 2009. Vol. 321. P. 1514–1516
2. 5 Кашевский Б.Э. и др.// *Актуальные проблемы физики твердого тела. Сборник докладов международной научной конференции. Том 3. Минск, 2009. С. 2003–2005.*
5. Istomin Y.P. et al // *Exp. Oncol.* 2006. Vol. 28, No 4. P. 299–302.
6. Agfa ag fuer photofabrication/ Patent no. GB 717269 (1954).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НАНОМАГНЕТИТА И АКТИВНОЙ ОКИСИ МАРГАНЦА НА ПРОДУКТИВНЫЙ ЦИКЛ В-ЛИМФОТРОПНОГО ГЕРПЕСВИРУСА МАКАКОВ БУРЫХ, РЕПЛИЦИРУЮЩЕГОСЯ В КЛЕТКАХ КУЛЬТУРЫ

**Тимановская В.В., Вольтер Е.Р., Миквабия З.Я.,
Саджая Е.Н., Джения А.В., Киласония Э.Ф.**

Научно-исследовательский институт экспериментальной патологии
и терапии АН Абхазии, Сухум, гора Трапедия,
E-mail: ervolter@mail.ru

Современная медицина имеет недостаточно средств борьбы с вирусными заболеваниями. В последние годы, внимание фармакологов акцентировалось на возможности привлечения нанотехнологий для решения задач коррекции функционального состояния и защитных механизмов организма, включая клеточный уровень. Для этой цели необходимо определение параметров специфической токсичности широкого ряда наноструктур: аллергизирующее, иммунотоксическое, мутагенное, канцерогенное действие и репродуктивная токсичность. Это позволит при дозированном использовании наноструктур изучить и возможный антивирусный эффект как на клеточном уровне, так и на уровне организма.

Ряд авторов предполагает [2], что коллоидные наноструктуры менее токсичны, чем соли металлов. Но они высокоактивны в отношении транспортных и рецепторных белковых структур, клеточных органелл и биологических тканей. Они запускают свертывающие механизмы крови. Особенности токсикологического исследования новых наноструктур, обладающих свойствами противоопухолевых, радиофармацевтических и др. средств до сих пор не разработаны. Следовательно, их применение требует тщательного испытания на моделях заболеваний, с использованием лабораторных животных. Необходимо очертить границы применимости в биологии синтезируемых наноструктур, а также осуществить пробное лечение ряда моделируемых патологий.

Цель предлагаемой работы – изучение особенностей регуляции пролиферации клеток и репликации вируса в перевиваемой клеточной лимфоидной линии МАЛІ-1 под воздействием наноструктур железа и марганца.

В организме человека содержание жизненно необходимых микроэлементов (Fe, Cu, Zn, Mn, Mo, Co и др.) в ионном или связанном состоянии колеблется от нанограммов до нескольких микрограммов. Но несмотря на такое мизерное количество эти микроэлементы *суще-*

ственно влияют на биохимические процессы в клетке, структуру и функции организма, так как входят в состав коферментов и активных центров ферментов, комплексы нуклеиновых кислот, являются активаторами процессов в иммунной и эндокринной системе [1]. С их недостатком или избытком связан ряд дизрегуляционных патологий.

Марганец и железо в ионном состоянии малотоксичные, спектр их биологической активности в различных фармакологических формах очень широк. Количество железа в организме намного больше, чем марганца. Вероятно поэтому, его метаболизм и функции в организме изучены лучше. Известны его переносчики, депо и патологические процессы, связанные с дефицитом и избытком железа. Это, в первую очередь, железодефицитная анемия и другие гематологические заболевания. Для наномедицины первостепенное значение имеет наномагнетит (НМ) – магниточувствительный минерал железа, имеющий большой потенциал для направленного лечения ряда патологий. По данным литературы [6], дефицит марганца у человека оказывает влияние на процессы глюконеогенеза и регуляцию уровня глюкозы в крови и описан как марганец - зависимый диабет. Марганец необходим для нормальной секреции инсулина. Токсическое действие Mn на ЦНС проявляется у кроликов, обезьян и человека главным образом при введении двуокиси марганца, которая свободно проникает через гематоэнцефалический барьер и обладает тропизмом к подкорковым структурам головного мозга. Однако, по физико-химическим характеристикам нанодисперсная активная двуокись марганца (АДМ) привлекательна для наномедицины и биологических исследований, так как имеет каркасную структуру как цеолиты, нерастворима в воде и кислотах, обладает свойством деполаризатора в гидрофобных структурах, катализатора окисления окиси углерода, аммиака, органических (азотсодержащих) соединений, а также адсорбента и катионообменника.

Материалы и методы. Синтез наноструктур осуществлялся методом химического соосаждения. В настоящей работе проведено испытание нанокомпозитов на основе окислов эссенциальных металлов (Fe, Mn). Нами синтезированы по известной методике НМ- Fe_3O_4 [5] и АДМ – MnO_2 [4].

Для экспериментов использовали: 1) клеточную лимфоидную перевиваемую линию МАЛ-1, в клетках которой реплицируется ВЭБ-подобный вирус макаков бурых [8]; 2) Кроличью модель злокачественной лимфомы, индуцированной ВЭБ-подобным вирусом [7]; 3) Лимфоциты крови макаков резус.

Клетки культуры МАЛ-1 выращивали на питательно-ростовой среде RPMI 1640 с добавлением 10 % сыворотки эмбрионов коров,

альфа-глутамина и антибиотиков. Во флаконы с клетками культуры МАЛ-1 в количестве 150000 в 1 мл вносили на 48 ч АДМ и НМ из расчета соотношения клеток и наночастиц 1:10000. Контролем служила клеточная линия без внесения этих препаратов.

Морфологию клеток культуры после воздействия АДМ и НМ в течение 3, 6, 24, 48 ч изучали на окрашенных препаратах. Для цифровой визуализации использовали микроскоп UNICO H604 с камерой OmniVid. О повреждении клеток судили по вакуолизации цитоплазмы, нарушению цитоплазматической мембраны, *пикнозу* ядра и др.

Возможности ингибирующего действия наноструктур для вируса, реплицирующегося в клетках культуры, изучали на 2-х месячных беспородных кроликах. Для этого кроликам в мышцу бедра вводили культуральную жидкость после воздействия АДМ и НМ, профильтрованную через фильтр с размером пор 0.45 мкм. Контролем служили вирусосодержащая культуральная среда, физиологические растворы АДМ и НМ.

Результаты и их обсуждение.

В контрольном флаконе (без воздействия наноструктур) клетки лимфоидной линии МАЛ-1 достигают максимальной концентрации 3×10^5 клеток в 1 мл через 72 ч.. При этом сохраняется баланс между индукцией и ингибцией апоптоза. Процент мертвых клеток достигает 15 %. Количество митозов в культуре при подсчете на 500 клеток составляет 2 %.

Во флаконах с клетками культуры МАЛ-1, после воздействия АДМ и НМ, через 48 ч, количество клеток снизилось до 65000-75000 в 1 мл, процент мертвых клеток достиг 55-50 %. Эффект носит дозозависимый характер и возрастает с повышением концентрации препаратов. При этом с одной стороны наблюдалась индукция апоптоза, с другой усиление митотической активности клеток, часто с атипичными митозами. Частота митозов также составляла 6-8 %. Замена питательной среды во флаконах с клеточной культурой после воздействия наночастиц, стимулировало клетки к пролиферации. Исследование цитотоксичности наноструктур в отношении трансформированных клеток выявило, что по выраженности этого эффекта лидирует АДМ, чем НМ То есть, это активирует генерацию жизнеспособных клеток в культуру. Наряду с усилением эффекта апоптоза, прослеживается адгезивность клеток к стеклу флакона, более выраженная для НМ. Возможно, НИ и АДМ являются индуктором дифференцировки клеток, действующих через клеточную мембрану. Осевшие клетки, расплываются на стекле, образуя подложку, что в свою очередь активирует размножение клеток суспензии.

Введение наноструктур в мышечные ткани кролика индуцирует образование гранулем, без малигнизации ткани. Ни АДМ, ни НМ сами по себе не способны индуцировать опухоли.

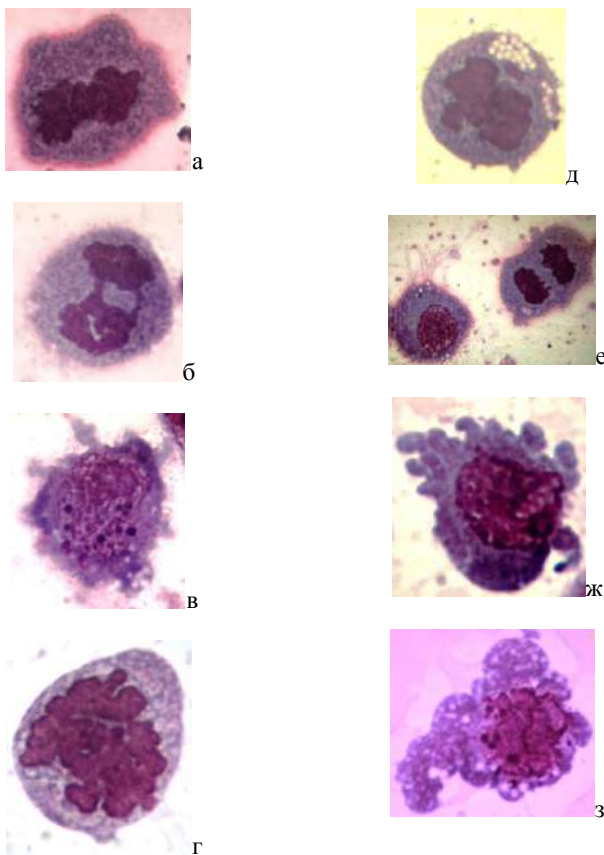


Рис. 1. Морфологические характеристики клеток культуры после воздействия НМ и АДМ

Внутривенное введение активной окиси марганца кроликам с вирус индуцированной лимфомой способствовало замещению лимфоидной ткани на фиброзную. По предварительным данным обнаружена небольшая ингибция роста (уменьшение размера) вирус-индуцированной злокачественной лимфомы. При этом качественно замещаются тканеспецифичные признаки, характерные для лимфом, в том числе появляются очаги некроза в опухоли. Культуральная жид-

кость из контрольного флакона после 4-х кратного внесения АДМ не вызвала образование лимфомы. Это свидетельствует о значительном снижении титра вируса в клетках культуры. Во флаконах, в которых внесли НМ и АДМ, возможно, происходит индукция апоптоза. Это подтверждает микроскопический анализ препаратов (рис. 1-8).

Программируемая клеточная гибель (апоптоз) играет важную роль в жизнедеятельности любого организма и выражается в контроле над распространением как инфекции, так и эндогенных патофизиологических процессов (опухоли, нарушение аутоиммунитета и др.). В генетический код живой клетки функциональной ткани заложена информация о самоликвидации, если внутрь нее проникла вирусная или микробная инфекция. Однако, микроорганизмы и вирусы, стратегией выживания которых является длительная персистенция в клетке хозяина или на ее мембране, подавляют сигнальные пути, ведущие к апоптозу, такие как рецепторный, митохондриальный, опосредованный белком р53 и транскрипционным фактором NF-κB, связанных с активацией протеиназа. Это приводит к дисрегуляционной клеточной патологии и развитию инфекционных, онкологических, аутоиммунных и других, преимущественно хронических, заболеваний.

Возможно, наноструктуры могут влиять на изменение баланса между пролиферацией клеток и их программированной гибелью. Трансформированные клетки вырабатывают собственные ростовые факторы, которые, как и ростовые факторы сыворотки, могут сорбироваться на наночастицах. Поэтому граница, на которой усиливается размножение клеток, оказывается ассоциированной с границей раздела фаз, образуемой дисперсионной средой и оседающими на поверхность стекла наноструктурами.

Используемая авторская модель вирусиндуцированной злокачественной лимфомы на кроликах, возможно, позволяет: 1) ускорить процесс исследования; 2) локально апробировать синтезируемые наноструктуры как при пассивном воздействии, так и в сочетании с известными методами гипертермии, лекарственной и фотодинамической терапии.

3) Введение активной окиси марганца существенно изменяет цитопатические и цитотоксические эффекты лимфотропных вирусов в отношении клеток лимфоузлов 4). Модулировать критерии трансформации клеток, такие как изменение зависимости клеточной адгезии на подложке из наноструктур.

Таким образом, предварительные испытания на кроликах показали ингибирующее действие MnO_2 на репликацию ВЭБ-подобного виру-

са в клетках перевиваемой линии МАЛ-1 и на развитие злокачественной лимфомы, а исследования эффектов НМ пока продолжаются.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Пиотровский Л.Б. Наномедицина как часть нанотехнологий // Вестник РАМН, 2010, № 3. С. 41-46.
2. Федоров Ю.И., Бурлакова Е.Б., Ольховская И.П. К вопросу о возможности применения мелкодисперсных порошков металлов в качестве биологически активных соединений// Докл.АН. СССР. 1989.Т.248. № 5. С.1277-1281.
3. Авцын А.П., Жаворонков А.А., Риш М.А., Строчкова Л.С. Микроэлементозы человека.- М.: Медицина, 1991. 496 с.
4. Алексеевский Е.В., Гольбрайх З.Е., Рачинский Ф.Ю., Соскин А.С., Томилов В.И.. Активная двуокись марганца.-Л.: ОНТИ-ХИМТЕОРЕТ,1937. С.25-48.
5. Elmore W.C. Ferromagnetic colloid for studying magnetic structures// Phys. Rev. 1938. V.54. № 4. P. 309-310.
6. Марганец. Гигиенические критерии состояния окружающей среды. Женева: ВОЗ, 1985.119 с.
7. Яковлева Л.А., Тимановская В.В., Инджия Л.В. и др. Моделирование злокачественной лимфомы на кроликах с помощью онкогенных вирусов приматов //БЭБМ. 1987. № 3. С.336-338.
8. Тимановская В.В., Яковлева Л.А., Инджия Л.В. и др. Культура лимфоидных клеток обезьян *Macaca fascicularis* MAL-1, продуцирующая лимфотропный вирус герпеса (ГВМА)// Злокачественные лимфомы и ассоциированные с ними лимфотропные вирусы. М.: Медицина, 1986. С. 149-154.

ПАРА - И ДИАМАГНИТОФОРЕЗ МИКРОЧАСТИЦ В ВЫСОКОГРАДИЕНТНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ КОРОТКОГО НАМАГНИЧЕННОГО ЦИЛИНДРА

Жолудь А.М., Кашевский Б.Э.

Институт тепло- и массообмена имени А. В. Лыкова НАН Беларуси
220072, г. Минск, ул. П. Бровки, 15. Факс: (+37517) 2922513;
E-mail: zholud.anton@gmail.com

В последние годы развитие биологии и медицины во многом связано с внедрением в них клеточных технологий [1]. Новые перспективы, в которых открывает использованием магнитного поля, что подтверждается недавними исследованиями. Так были выявлены существенная зависимость магнитных свойств эритроцитов от степени их насыщения кислородом [2], отличия в магнитных свойствах различных компонентов суспензии инсулинопродуцирующих клеток поджелудочной железы кролика [3], изменение магнитных свойств клеток селезенки мышей в процессе развития у них злокачественной опухоли [4].

Биологические клетки представляют собой слабомагнитные микроскопические частицы и для исследования их магнитных свойств используется высокоградиентное магнитное поле, оно же естественно может использоваться и для исследования других объектов со слабыми магнитными свойствами. В частности, сообщается о возможности магнитного микроконтроля урановой руды [5].

Для более полного представления о возможностях магнитных методов разделения и метрологии слабомагнитных микрочастиц необходимо всестороннее изучение процессов магнитофореза в различного типа высокоградиентных магнитных полях. В литературе (см. [1]) в основном рассмотрены задачи движения и захвата слабомагнитных частиц сферическими или бесконечными цилиндрическими телами.

В данной работе исследовано плоское движение частиц, оседающих в жидкости под действием силы тяжести в окрестности намагниченного цилиндра конечной длины, в плоскости сонаправленной с направлением намагничивания и плоскости ортогональной ему.

Постановка задачи и расчет магнитного поля. Геометрия задачи представлена на рис. 1. Рассматриваем движение слабомагнитной частицы в вязкой жидкости, вызванное действием гравитационного и высокоградиентного магнитного полей. Для создания высокоградиентного поля вертикальный ферромагнитный цилиндр длиной $2L$ и диаметром $2a$ намагничивается до насыщения внешним однородным магнитным полем \mathbf{H}_{ex} , приложенным поперек оси цилиндра. Введем

систему координат с началом в геометрическом центре цилиндра (рис. 1). Результирующее поле в системе можно представить в виде суммы намагничивающего однородного поля и поля \mathbf{H}' , создаваемого намагниченным цилиндром.

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_{\text{ex}} + \mathbf{H}' \quad (1)$$

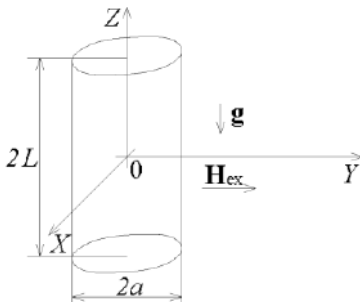


Рис. 1. Геометрия задачи

Используя радиус цилиндра в качестве масштаба расстояния, определим безразмерные координаты $x = X/a$, $y = Y/a$, $z = Z/a$. Тогда поле цилиндра запишем в следующем виде

$$\mathbf{H}'(x, y, z) = -I_s \iiint_v \frac{1}{r^3} \left[\mathbf{e} - 3 \frac{(\mathbf{e}\mathbf{r})\mathbf{r}}{r^2} \right] dx_B dy_B dz_B, \quad (2)$$

$$\mathbf{r}_{BA} = (x - x_B)\mathbf{i} + (y - y_B)\mathbf{j} + (z - z_B)\mathbf{k}, \quad \mathbf{e} = \frac{\mathbf{H}_{\text{ex}}}{|\mathbf{H}_{\text{ex}}|}$$

Индекс В обозначает точку цилиндра.

После проведения расчетов аналогичных [6] и после введения масштаба напряженности поля $2\pi I_s$, здесь I_s – намагниченность насыщения ферромагнитного цилиндра ($\mathbf{h} = \mathbf{H}/2\pi I_s$), в некоторой точке плоскости $x = 0$ имеем следующие не нулевые компоненты поля

$$\begin{aligned} h'_y &= \int_{-1}^1 [f_2(y_B, y, -z, l) + f_2(y_B, y, z, l)] dy_B, \\ h'_z &= \int_{-1}^1 (y - y_B) [f_1(y_B, y, -z, l) - f_1(y_B, y, z, l)] dy_B. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $l = L/a$ – безразмерная полудлина цилиндра, h'_y, h'_z – безразмерные компоненты вектора напряженности магнитного поля \mathbf{h} ,

$$f_1(y_B, y, z, l) = \frac{1}{\pi} \left(\frac{1 - y_B^2}{1 - 2yy_B + y^2 + (l + z)^2} \right)^{1/2} \frac{1}{(y - y_B)^2 + (l + z)^2},$$

$$f_2(y_B, y, z, l) = \frac{(l + z)(1 - y_B^2 + 2(y - y_B)^2 + (l + z)^2)}{1 - 2yy_B + y^2} f_1(y_B, y, z, l)$$

В плоскости $y = 0$ будем иметь ненулевой единственную компоненту поля

$$h'_y = \int_{-1}^1 [f_3(x_B, x, z, l) + f_3(x_B, x, -z, l)] dx_B \quad (4)$$

здесь $f_3(x_B, x, z, l) = -\frac{1}{\pi} \left(\frac{1 - x_B^2}{1 + x^2 - 2xx_B + (l + z)^2} \right)^{1/2} \frac{l + z}{1 + x^2 - 2xx_B}$.

Движение частицы в безынерционном приближении описывается уравнением

$$\mathbf{F}_m - 3\alpha\pi d\eta \frac{d\mathbf{R}}{dt} + \mathbf{g}\Delta\rho V = 0, \quad \Delta\rho = \rho - \rho_0 \quad (5)$$

выражающим условие взаимной компенсации магнитной, седиментационной и вязкой сил. Здесь \mathbf{R} – радиус вектор частицы, α – коэффициент формы частицы, d – диаметр частицы, η – вязкость жидкости, \mathbf{g} – вектор ускорения свободного падения, V – объем частицы, ρ – плотность частицы, ρ_0 – плотность жидкости. При условии, что масштаб неоднородности магнитного поля велик по сравнению с размерами частицы, магнитная сила дается соотношением [7]

$$\mathbf{F}_m = \frac{1}{2} \Delta\chi V \nabla \mathbf{H}^2, \quad \Delta\chi = \chi - \chi_0 \quad (6)$$

здесь χ – магнитная восприимчивость частиц, χ_0 – магнитная восприимчивость жидкости

Следуя [8], введем магнитофоретический потенциал поля Φ согласно

$$\mathbf{F}_m = -\nabla\Phi, \quad \Phi = -\frac{1}{2} \Delta\chi V \mathbf{H}^2 \quad (7)$$

Отбросив в потенциале постоянную величину ($\sim \mathbf{H}_{\text{ex}}^2$), запишем

$$\Phi = -\frac{1}{2} \Delta\chi V (\mathbf{H}'^2 + 2\mathbf{H}_{\text{ex}} \mathbf{H}') = -\Phi^* \varphi, \quad \varphi = -h_y'^2 - Ph_y'^2, \quad (8)$$

$$\Phi^* = 2\Delta\chi V (\pi l)^2, \quad P = \frac{|\mathbf{H}_{\text{ex}}|}{\pi I_s}$$

Здесь φ – безразмерный магнитофоретический потенциал, Φ^* – масштаб потенциала.

Перейдем к безразмерным координатам и распишем уравнение движения (5) в плоскости $x = 0$ по компонентам

$$3\alpha\pi da\eta \frac{dz}{dt} = -\Delta\rho g V - \frac{2\Delta\chi V(\pi I_s)^2}{a} \frac{\partial\varphi}{\partial z}, \quad 3\alpha\pi da\eta \frac{dy}{dt} = -\frac{2\Delta\chi V(\pi I_s)^2}{a} \frac{\partial\varphi}{\partial y} \quad (9)$$

Исключая в (8) время, приходим к следующему уравнению траектории частицы в плоскости $x = 0$:

$$\frac{dz}{dx} = \left(\frac{\partial\varphi}{\partial x} \right)^{-1} \left[\frac{1}{M} + \frac{\partial\varphi}{\partial z} \right], \quad M = \frac{2\Delta\chi(\pi I_s)^2}{a\Delta\rho g}, \quad (10)$$

в случае плоскости $y = 0$

$$\frac{dz}{dy} = \left(\frac{\partial\varphi}{\partial y} \right)^{-1} \left[\frac{1}{M} + \frac{\partial\varphi}{\partial z} \right] \quad (11)$$

Анализ движения частиц. В отсутствии магнитного поля частица с плотностью выше плотности жидкости оседала бы вдоль вертикальной линии удаленной от оси на некоторое расстояние $\delta > 1$ (прицельное расстояние), однако в поле намагниченного цилиндра частица смещается и выходит из поля на другом расстоянии Δ (расстояние выхода). В плоскости $y = 0$ рис. 2 а мы наблюдаем как диамагнитные ($M < 0$) частицы притягиваются к цилиндру, а парамагнитные ($M > 0$) отталкиваются, в плоскости $x = 0$ рис. 2 б мы наблюдаем противоположную картину, исключая некоторые траектории диамагнитных частиц, для которых значение магнитофоретического параметра M по модулю больше определенной величины, они захватываются цилиндром. Наблюдаемые отличия в форме траекторий обусловлены характером изменения магнитофоретического потенциала (см. рис. 3). В частности, захват диамагнитных частиц и форма траекторий в плоскости $x = 0$ на участке от $z = 6$ до $z = 2$ (см. рис. 2 б) обусловлены характером изменения магнитофоретического потенциала в данной плоскости на краю ферромагнитного цилиндра (см. рис. 3 б). Также этот захват проявляется в резком скачке зависимости $\Delta = f(\delta)$ для диамагнитных частиц ($M < 0$) при малых δ на рис. 4 б.

Наиболее информативным является анализ зависимости $\Delta(\delta)$. На рис. 4 видно, что у обоих семейств кривых $\Delta(\delta)$ имеется горизонтальная прямая $\Delta = 1$. В плоскости $y = 0$ (рис. 4 а) это соответствует осаждению диамагнитных частиц на поверхности цилиндра в плоскости $x = 0$ (рис. 4 б) парамагнитных.

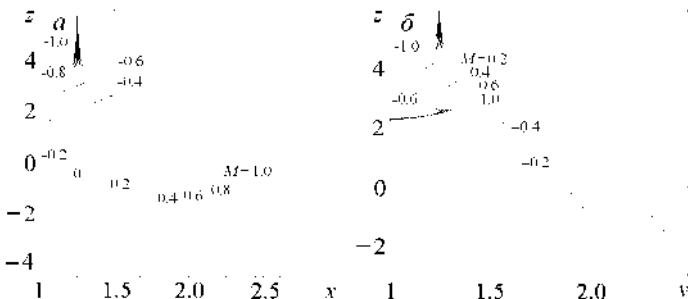
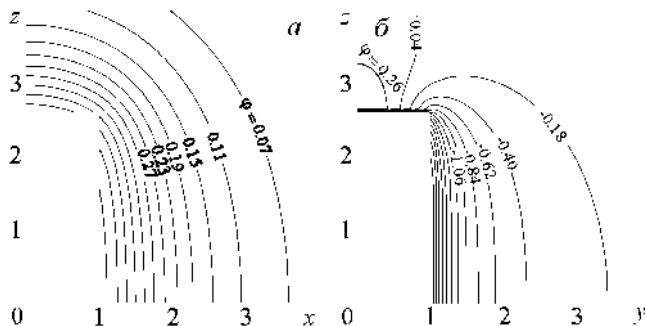


Рис. 2. Траектории частиц, полученные для разных значений магнитоферретического параметра M (прицельное расстояние $\delta = 1.25$, полудлина цилиндра 2.6 радиуса, безразмерная напряженность поля $P = 1.5$) a – в плоскости $y = 0$, b – в плоскости $x = 0$



Разделение частиц тем эффективнее, чем слабее зависимость расстояния выхода от прицельного расстояния, т. е. чем более пологой является кривая $\Delta(\delta)$. Для парамагнитных частиц такие условия наблюдаются при достаточно больших значениях магнитофоретического параметра M ($M \geq 1$) (рис. 4 а), для диамагнитных по мере роста M по абсолютной величине эффективность разделения повышается.

В плоскости $y=0$ при малых M и малых прицельных расстояниях влияние цилиндра может оказывать противоположное влияние – частицы с одинаковым M расходятся. На рис. 4,а это проявляется в изгибе кривых $\Delta(\delta)$ при $\delta \rightarrow 1$.

Заключение. Результаты исследования закономерностей плоского движения в окрестности короткого намагниченного цилиндра указывают на возможность использования данной геометрии для разделения и анализа свойств диамагнитных частиц (в плоскости, совпадающей с направлением намагничивания) и парамагнитных (в плоскости поперечной направлению намагничивания).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Magnetic cell separation // Eds. M. Zborowski, J.J. Chalmers. Amsterdam: Elsevier, 2008. Vol. 32.
2. Zborowski M., Oстера G.R., Moore L.R., Milliron S., Chalmers J.J., and Schechter A.N. Red blood cell magnetophoresis // Biophys. J. 2003. Vol. 84. Pp. 2638 – 2645.
3. Кашевский Б.Э., Горанов В.А., Жолудь А.М., Прохоров А.В. Магнитная сортировка β -клеток // Докл. НАН Беларуси. 2009. Т. 53, № 2. С. 69 – 71.
4. Кашевский Б. Э., Терпинская Т. И., Жолудь А. М., Кульчицкий В. А. Информационная значимость магнитофоретических измерений для характеристики клеточных суспензий // Молекулярные и клеточные основы функционирования биосистем: междунар. науч. конф. Минск, 2008. Т. 2. С. 304 – 307.
5. Глебов В.А., Глебов А.В. Методика магнитной сепарации и очистки от примесей порошков уранового топлива для ядерных реакторов//Гетеромагнитная микроэлектроника. 2008. № 5. С. 15–26.
6. Жолудь А.М., Кашевский Б.Э. Динамика парамагнитофореза микрочастиц вблизи короткого намагниченного цилиндра // ИФЖ. 2010. Т. 83, № 3.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред // М.: Наука, 1982.
8. Кашевский Б.Э., Прохоров И.В., Кашевский С.Б., Истомин П.Ю., Александрова Е.Н. Магнитофорез и магнитная восприимчивость опухолевых клеток HeLa // Биофизика. 2006. Т. 51, № 6. С. 1026 – 1032.

ПОЛУЧЕНИЕ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ ДЛЯ МЕДИЦИНСКИХ ТЕХНОЛОГИЙ

Ершова А.Н., Калаева С.З., Макаров В.М., Захарова И.Н.

Ярославский государственный технический университет,
150023, Ярославль, Московский пр-т, 88. E-mail: kalaevasz@ystu.ru

Гущин А.Г.

Ярославский государственный педагогический университет
им. К.Д. Ушинского, 150000, Ярославль, ул. Республиканская, 108.

E-mail: gushal@yandex.ru

Шипилин М.А.

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова,
150010, Ярославль, Красная площадь, 1.

E-mail: ship_yar@mail.ru

Шипилин А.М.

Московский государственный университет им.М.В. Ломоносова,
119899, Москва, Воробьевы Горы.

E-mail: amship@mail.ru



Макаров Владимир Михайлович окончил Ярославский технологический институт в 1961 году. В 2001 году защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора технических наук по теме: «Комплексная утилизация осадков сточных вод гальванических производств (гальваношламов)». Имеет 333 научные публикации, в том числе 297 статей, 36 авторских свидетельств на изобретение и патентов РФ, 6 статей в иностранных журналах. 30 лет является заведующим кафедрой «Охрана труда и природы», профессором ЯГТУ. Основные научные интересы лежат в области утилизации отходов производства и потребления.



Шипилин Анатолий Михайлович окончил физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова в 1975 году. В 1978 году там же окончил аспирантуру. Доктор физико-математических наук, профессор. Имеет более 150 научных публикаций, шесть авторских свидетельств на изобретения. В настоящее время преподает на физическом факультете МГУ им. М.В. Ломоносова.



Гущин Алексей Геннадьевич окончил Ярославский государственный медицинский институт в 1982 году. В 2002 году защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора медицинских наук по теме: «Комплексный реологический анализ состояния гипервязкости крови». Имеет 118 научных публикаций, в том числе 56 статей, 1 патент РФ, 4 статьи в иностранных журналах. В настоящее время является заведующим кафедрой безопасности жизнедеятельности, профессором Ярославского государственного педагогического университета им. К.Д.Ушинского.



Захарова Ирина Николаевна окончила физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова в 1975 году. Кандидат физико-математических наук, имеет более 100 научных публикаций и четыре авторских свидетельства на изобретения. В настоящее время является доцентом кафедры физики ЯГТУ.



Калаева Сахиба Зияйдиновна окончила Ярославский государственный технический университет в 1998 году. В 2003 году защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме: «Утилизация железосодержащих отходов для получения магнитных жидкостей». Имеет 90 научных публикаций, в том числе 30 статей, 10 патентов РФ, 1 статью в иностранном журнале. В настоящее время является докторантом кафедры «Охрана труда и природы» ЯГТУ.



Ершова Анна Николаевна окончила Ярославский государственный технический университет в 2009 году. Имеет 14 научных публикаций. В настоящее время является аспирантом кафедры «Охрана труда и природы» Ярославского государственного технического университета.



Шипилин Михаил Анатольевич окончил физический факультет ЯрГУ им. П.Г. Демидова в 2008 году. В настоящее время является аспирантом. Имеет 16 научных публикаций и два авторских свидетельства на изобретения.

Различные факторы внешней среды (физические, химические, биологические и др.) могут оказывать негативное воздействие на человека. Это воздействие проявляется в изменениях различных систем организма, в частности, крови и кровообращения. Нарушения кровообращения особенно на уровне микрогемоциркуляции обуславливают снижение доставки кислорода в ткани, что в свою очередь может привести к развитию весьма тяжёлых заболеваний (инфаркт миокарда, инсульт, трофические язвы). Для предотвращения возникновения и развития этих видов патологии применяются различные медицинские технологии. Их применение, к сожалению, не всегда даёт желаемый результат. В этой связи актуальной задачей является разработка и внедрение в клиническую медицину новых медицинских технологий. К их числу можно отнести лечебные средства, позитивный эффект которых достигается применением магнитных наночастиц.

Магнитные жидкости представляют собой устойчивую коллоидную систему частиц магнитного материала, стабилизированного поверхностно-активными веществами в жидкости-носителе.

Нами разработан способ получения магнитной жидкости, магнитная фаза которых получена электрохимическим способом [1-2].

Преимущества электрохимического метода: чистота получаемой магнитной фазы магнитной жидкости [3], простота, дешевизна аппаратного оформления и возможность управления интенсивностью процесса путем изменения параметров электролиза.

Целью настоящей работы явилось исследование получения магнитных жидкостей электрохимическим способом на основе лекарственных препаратов для применения их в медицинских технологиях.

Получение магнитной жидкости для применения в медицинских технологиях состоит из следующих операций:

- получение магнитной фазы магнитной жидкости в виде суспензии магнетита электрохимическим растворением электродов из стали Ст3,
- покрытие поверхности частиц магнетита в водной среде адсорбированным слоем стабилизирующего вещества.

Полученные по данной технологии магнитные жидкости на основе лекарственных препаратов обладают намагничённостью насыщения 12-15 кА/м с объёмной долей магнетита 3,8-4,6 %. Данные магнитные жидкости исследовались на совместимость их с компонентами крови путем оценки влияния на устойчивость эритроцитов. Кроме того, оценивалось влияние магнитной жидкости на некоторые гемореологические показатели.

Заключение:

1. Проведена оптимизация параметров получения магнитной жидкости электрохимическим способом на основе лекарственных препаратов. Подобраны нетоксичные стабилизаторы для получения магнитных жидкостей с целью применения их в медицинских технологиях.

2. Получены магнитные жидкости на основе лекарственных препаратов. Определены характеристики полученных магнитных жидкостей. Установлено, что эти магнитные жидкости могут применяться в медицинских технологиях.

3. Проведены исследования по применению магнитной жидкости с лечебной целью. Определены оптимальные соотношения крови и магнитной жидкости для достижения позитивного эффекта.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Электрохимический способ получения наночастиц магнетита из железосодержащих отходов для синтеза магнитных жидкостей / С.З. Калаева, А.Г. Ерехинская, В.М. Макаров, А.М. Шипилин, М.А. Шипилин // 13-я Международ. Плесская конф. по нанодисперсным магнитным жидкостям, Плес, 9-12 сентября 2008г.: сб. науч. тр. – С. 50-54.
2. Патент № 2363064 РФ. – Способ получения магнитной жидкости / С.З. Калаева, В.М. Макаров, А.М. Шипилин, И.Н. Захарова, А.Г. Ерехинская, Н.Н. Бажанов, М.А. Шипилин. – Оpubл. 27.07.2009, Бюл. № 21.
3. Мессбауэровские исследования наночастиц магнетита, полученного электрохимическим способом / М.А. Шипилин, В.М. Макаров, С.З. Калаева, И.Н. Захарова, В.С. Русаков, А.М. Шипилин // II Всерос. науч. конф. «Физико-химические и прикладные проблемы магнитных дисперсных наносистем», 14-17 сентября 2009 г.: сб. науч. тр. – Ставрополь, СГУ, 2009. – С. 49-53.

ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ПОЛУЧЕНИЯ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ ДЛЯ НАНОМЕДИЦИНЫ

Вольтер Е.Р., Гицба А.Ш., Кишмария Я.Ш.

Абхазский государственный университет, г. Сухум,

Республика Абхазия, гора Трапезия.

E-mail: ervolter@mail.ru

С момента создания в начале 60-х годов XX века, осознана перспективность применения магнитных жидкостей (МЖ) для решения медико-биологических задач. Она основана, на том, что магнитное поле обладает высокой проникающей способностью по отношению к тканям организма [1]. Исключение, возможно, составляет только головной мозг в области клиновидно-решетчатой кости, содержащей экранирующую ферритовую пленку. Введенные в организм коллоидные ферромагнетики с последующим воздействием на них электромагнитных и ультразвуковых полей, облучений позволяют создавать механические силы и затворы, вибрации, нагрев, псевдооживленные фильтрационные структуры и мн.др. Разработка и внедрение технологий ферромагнитных коллоидных систем позволило создать новые методы диагностики и лечения. Это методы, основанные на направленном транспорте лекарственных средств, моноклональных антител, ферментов, их концентрирования и пролонгированного действия в пораженном органе-мишени, Это методы локальной гипертермии тканей. Это новые способы детоксикации организма, базирующиеся на удалении макромолекул и трансформированных клеток. Все это совмещено с возможностью объемной визуализации и контрастирования клеток и органов-мишеней, вытекающей из высокой электронной и оптической плотности наноферромагнетиков.

Получение биологически совместимой, устойчивой к агрегации МЖ сопряжено с рядом трудностей. Главное ограничение связано с тем, что необходимо соответствовать жестким требованиям эндэкологии организма, где универсальным биологическим растворителем является только полярная вода, биогенным и биологически совместимым магнитным материалом – наномagnetит (НМ), а выбор поверхностно-активного вещества строго регламентирован требованиями фармакопеи. Использование других дисперсионных сред, магнитных материалов и ПАВ влечет за собой неоправданно долгую и дорогую процедуру биологических испытаний их токсичности, канцерогенной активности, тромбогенности и т.п., что сводит на нет все усилия по их созданию. В то же время, например, для гипертермии использование

НМ малоэффективно. Размер частиц НМ – 7-15 нм, необходимый для получения устойчивых МЖ, хорошо соотносится с размерами макромолекул – биополимеров и микроциркуляторного русла организма. Однако, при разбавлении МЖ, корреляционные связи между связанными магнитными осцилляторами - частицами НМ теряются, и их становится сложно локализовать в органе-мишени даже в сильных МП. Развитая свободная поверхность НМ, ее состав (железо и кислород) и дефекты обеспечивают проявления адсорбционных и каталитических эффектов совместимых с процессами биохимической трансформации ксенобиотиков.

Вследствие дисперсионного притяжения и магнитных взаимодействий в МЖ наблюдается агрегация нанодисперсной фазы. Отталкивание между суперпарамагнитными частицами можно обеспечить за счет образования на их поверхности двойного ионного слоя (ДС) или защитной оболочки ПАВ [2]. Увеличение размера частиц от 7 – 15 нм до границ однодоменного состояния – 50 нм приведет к необходимости создания более протяженного структурно-механического барьера на гранулах НМ. На структуру и физико-химические свойства дисперсной фазы значительное влияние оказывает природа несущей среды и растворенные в ней газы. Адсорбционный слой воды на поверхности НМ образует зону исключения (EZ-вода) [5]. Пограничная вода диссоциирует на гидроксильные группы, которые насыщают оборванные химические связи на поверхности НМ, и ионы водорода, диффузия которых в оксидную фазу приводит к ее растворению и уменьшению магнитных свойств. В щелочной среде диффузия H^+ и O_2 через EZ-оболочку заморожена. Молекулы кислорода способны взаимодействовать с активными центрами поверхности, изменяя структуру поверхностных дефектов, валентность ионов железа и их координационное окружение. В кислой среде, вследствие электрохимических реакций на межфазной границе электролит–поверхность НМ, происходят индуцируемые кислородом электронные переходы между объемом и поверхностью частицы. Это приводит к изменению химической структуры окисла $Fe_3O_4 \rightarrow \gamma Fe_2O_3$.

Стабилизация НМ двойным электрическим слоем возможна при pH 3- 4.5 (Элморовские жидкости) и pH 9.5 – 11. Электростатическая стабилизация приводит к образованию метастабильной МЖ и обычно включает на порядок ниже количество дисперсной фазы, чем при стабилизации ПАВами. Точка нулевого заряда НМ в воде определяется при pH 6.4, близка к физиологическим значениям pH крови 7.3. Такая величина поверхностного заряда НМ недостаточна, для того чтобы компенсировать магнитное межчастичное взаимодействие.

Химическая модификация поверхности ПАВами в наибольшей степени затрудняет межчастичное взаимодействие частиц НМ. При сближении модифицированных частиц НМ возникает перекрытие и локальное повышение концентрации ПАВ в защитном слое каждой частицы. Это обуславливает изменение свободной энергии адсорбционных слоев, что приводит к отталкиванию магнитных частиц. Наиболее эффективны ПАВ, способные к хемосорбции на поверхности НМ. При этом снижается подвижность адсорбированных молекул и их десорбция в дисперсионную среду. При физиологических значениях pH предпочтительна электростерическая стабилизация НМ в воде. Электростерический вклад может быть связан с наличием заряда на адсорбционно-активном веществе. Обычно используемые ПАВ биологического происхождения (белки, липиды, декстраны и др.) должны иметь полярные группы: для гидрофильного взаимодействия с молекулами воды и, предпочтительно, для хемосорбции на поверхности НМ. Концевые группы этих молекул должны связывать ионы натрия для образования диффузионного электрического слоя при pH 7.4. Если биологически совместимые ПАВ содержат гидрофобные и гидрофильные группы, то в воде они образуют уже бислои (соли жирных кислот, липиды, белки). Белковый, липидный и декстрановый структурно-механический барьер образуется на феррочастицах путем создания надмолекулярных нековалентных комплексов, легко разрушается и имеет значительную величину. Намагниченность этих ферроколлоидов достаточно низка. Кроме того, полисахариды обладают способностью сильно разбухать в водной среде.

Хемосорбция молекул ПАВ с донорно-акцепторными свойствами (витамины, органические кислоты) влечет за собой разрушение слоя EZ- воды на поверхности НМ, свободную диффузию кислорода к поверхности НМ, образование ионоподобных связей, рост числа поверхностных дефектов, на которых возможна автолокализация электронов, снижение намагниченности за счет образования поверхностного немагнитного слоя и растворение НМ. В литературе имеются сведения, что ПАВ могут проникать в кристаллическую решетку оксидов железа на значительную величину, в результате чего может происходить реконструкция не только поверхности, но и объема. Эти данные позволяют считать, что толщина реконструированного слоя больше постоянной кристаллической решетки магнетита (0,83 нм). Полярные COO^- группы молекул органических кислот образуют химические связи с активными центрами поверхности НМ. Эти связи легко перестраиваются. Адсорбция кислорода приводит не только к перестройке и окислению поверхностного слоя НМ, но и к измене-

нию структуры сольватной оболочки и адсорбционной активности ПАВ. Эти факторы существенны для биологической системы и могут сложным образом влиять на транспорт и концентрацию O_2 в микроциркуляторном русле.

И все же, несмотря на долгие поиски, среди всех МЖ медико-биологического назначения, самыми насыщенными по проявлениям биофизико-химической активности являются только те, которые стабилизированы органическими кислотами. Наибольшая намагниченность и коллоидная устойчивость получена при стабилизации МЖ солями олеиновой кислотой. Однако, вследствие высокой гепатотоксичности в процессах биотрансформации, ее применение ограничено полыми органами. Возможно, наличие «сольватной» жирнокислотной оболочки, делает НМ - гетероструктуры «неспецифическими» для лизосомальных ферментов клеток печени.

В процессе ранее проведенных исследований выяснилось, что хорошими стабилизаторами являются витамины (аскорбиновая кислота, витамин B_6 и др.), аминокaproновая кислота, АТФ и другие низкомолекулярные вещества биологического происхождения [3]. Давно возник интерес к использованию двухосновных кислых аминокислот (аспарагиновой и глутаминовой) для стабилизации МЖ [4], при исследовании транспортных функций сосудистой системы организма. Выбор кислых аминокислот основан на высокой адсорбционной активности и гидрофильности концевых COO^- - групп этих молекул, и на их способности связывать ионы натрия. Ионы натрия обеспечивают электростатический фактор устойчивости. Адсорбция аминокислот незначительно увеличивает диаметр наночастицы. Однако ионы натрия увеличивают эффективный гидродинамический диаметр частицы, способствующий их прохождению через просвет капилляров. Это обеспечивает большую длительность и глубину фильтрации наномангнетита в терминальном сосудистом русле, а тем самым улучшает контрастирование тканей при обследовании физическими методами. При этом достигается длительная (более 3 часов) реадсорбция НМ в органах и тканях и обеспечивается мечение реадсорбционно - активных систем организма. В последнее время предлагается использование концевых групп кислых аминокислот ($-NH_3^+$, $-COO^-$), не участвующих в образовании координационной связи с поверхностью НМ, для сшивки с функциональными белками. При этом спектр медико-биологических задач, решаемых с использованием данной МЖ, значительно расширяется.

Свойства межфазной поверхности, которые зависят от присутствия электролитов и высокомолекулярных адсорбционно-активных

веществ, значительно влияют на устойчивость МЖ в организме. Переход магнитными частицами межфазной границы облегчается наличием в крови большого количества ПАВ, в первую очередь альбуминов. Выведение МЖ из сосудистого русла обеспечивается их взаимодействием с биополимерами мембран и капиллярными структурами с большой мембранной поверхностью. Например, при внутривенном введении происходит следующая цепочка гидродинамических превращений: исходный объем МЖ - капельные образования – отрыв модифицированных частиц НМ. В случае водных МЖ, дисперсионная среда которых та же, что и крови, величина поверхностного натяжения на межфазной границе незначительна (составляет доли мДж/м²). В этом случае вероятность перехода частицами межфазной границы близка к 100%. Поэтому эмульгирование МЖ на водной основе в крови происходит практически мгновенно.

Введение МЖ в биологическую систему неизбежно связано с взаимодействием, как с электролитами биологических жидкостей, так и биополимерами, имеющими разнообразные активные центры, размеры и конформацию. Поскольку наибольшее распространение в медицине все же получают МЖ, стабилизированные биополимерами, то для объяснения природы флокуляции можно акцентировать внимание на агрегации коллоидных частиц, вызываемой наличием в дисперсионной среде свободных макромолекул. Эффект четко наблюдается при малой концентрации биополимеров в растворе. При увеличении концентрации происходит образование защитного коллоида. Предполагается, что молекула нативного биополимера перекрывается с полимерами стерической оболочки НМ. При сближении двух стерически стабилизированных частиц свободные макромолекулы вытесняются в дисперсионную среду. Это вытеснение сопровождается изменением свободной энергии. Следовательно, добавление свободного полимера вызывает флокуляцию. В области очень низких концентраций макромолекул доминирует эффект флокуляции по мостиковому механизму. Кроме того, попадание электролитов понижает растворяющую способность дисперсионной среды по отношению к стабилизирующим макромолекулам.

В заключении следует отметить, что применение МЖ в наномедицине не предполагает длительного депонирования НМ в органе-мишени. Характер диффузионного рассеяния НМ, после получения лечебного эффекта, невозможно регулировать градиентом и величиной МП. Агрегаты НМ, в зависимости от способа введения МЖ, длительно депонируются в клетках ретикуло-эндотелиальной системы или в виде гранулемы в мышечной ткани, тромба в сосуде и т.п. Не изучено вли-

яние биотрансформации МЖ на окислительно-восстановительные процессы и свободнорадикальную активность в информационных и ферментных системах клетки и организма.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Пирузян Л.А., Кузнецов А.А., Чиков В.М. О магнитной гетерогенности биологических систем // Изв. АН СССР сер.биол. 1980. №5. С. 645-653.
2. Бибик Е.Е., Бузунов О.В. Достижения в области получения и применения ферромагнитных жидкостей. М.: ЦНИИ "Электроника". 1979. Сер. 6. Материалы. Вып.7 (660).
3. Ахалая М.Г., Какиашвили М.С., Берия В.П. Перспективы применения магнитных жидкостей в биологии и медицине/ Физические свойства магнитных жидкостей. Свердловск: УНЦ АН СССР. 1983. С. 115-121
4. Вольтер Е.Р. Биофизико-химические аспекты получения и применения коллоидов магнетита. Автореф. дисс... канд.биол.наук. М.ЦТП ФХФ РАН, 2005. 27 с
5. Pollack G.H., Clegg J. In Phase Transitions in Cell Biology. Eds. G.H. Pollack, W/-C Clin. Springer Science & Business Meda B.V., 2008. P .143-152.

РАЗВИТИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ РЭЛЕЯ-ТЕЙЛОРА В ТОНКОМ СЛОЕ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ ПРИ НАЛИЧИИ ВЕРТИКАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Кажан В.А.

Московский Государственный Университет Природообустройства
127550, г. Москва, ул. Прянишникова, 19,
E-mail: mathem@msuee.ru

Коровин В.М.

Институт механики МГУ им. М.В. Ломоносова
119192, г. Москва, Мичуринский просп., 1,
E-mail: korovin@imec.msu.ru

Известно, что горизонтальный слой покоящейся магнитной жидкости, первоначально имеющий плоскую свободную поверхность, под действием достаточно сильного вертикального магнитного поля переходит в новое стационарное состояние, отличающееся от исходного наличием периодического рельефа свободной поверхности. Такой переход происходит в том случае, когда дестабилизирующее воздействие магнитных сил превышает воздействие силы тяжести и капиллярных сил. Исследованию этого явления посвящено большое число работ – см., например, библиографию в [1, 2].

Эксперименты показали, что плоский слой магнитной жидкости, толщина которого не превышает капиллярную длину, соответствующую физическим характеристикам рассматриваемой жидкости, под действием сильного вертикального магнитного поля распадается на капли с острыми вершинами, образующие на подложке периодические гексагональные ячейки [2, 3].

Периодические структуры из остроконечных капель представляют интерес при создании сильных электрических полей в устройствах инъекции заряженных частиц [4].

В отличие от имеющихся публикаций в данной работе исследовано влияние вертикального магнитного поля на развитие рэлей-тейлоровской неустойчивости тонкого слоя магнитной жидкости, смачивающей нижнюю поверхность горизонтальной пластины. Пластина помещена в вертикальное однородное магнитное поле, создаваемое внешним устройством. Нижней границей жидкости является поверхность раздела с покоящимся газом. Характерная толщина слоя много меньше капиллярной длины используемой жидкости.

Ранее теоретически и экспериментально было исследовано [5, 6] развитие рэлей-тейлоровской неустойчивости тонкого намагничивающегося слоя при наличии горизонтального поля. Из экспериментов с немагнитной жидкостью [7] известно, что на финальной стадии развития неустойчивости такой конфигурации происходит переход к стационарным жидким структурам различной симметрии, в том числе и к гексагональным ячейкам из висячих капель. Поскольку рэлей-тейлоровская неустойчивость имеет беспороговый характер, то в магнитном поле эффект воздействия магнитных сил проявляется при любой напряженности поля.

Выберем декартову прямоугольную систему координат x, y, z с базисом $\mathbf{a}_x, \mathbf{a}_y, \mathbf{a}_z$, оси x и y которой лежат в плоскости верхней границы жидкого слоя, а ось z направлена вертикально вниз. Пусть уравнение $z=c(x, y, t)$, где t – время, описывает форму свободной поверхности жидкости. Будем отмечать индексами $j = 1, 2, 3$ магнитное поле \mathbf{H}_j соответственно в областях, занятых жидкостью ($j = 1$), пластиной ($j = 2$) и газом ($j = 3$). Пусть $\mathbf{M}_j = \chi_j \mathbf{H}_j, j = 1, 2$ – векторы намагниченности жидкости и пластины. Предполагается, что магнитные восприимчивости жидкости χ_1 и материала пластины χ_2 не зависят от напряженности магнитного поля.

Покоящаяся в начальный момент времени жидкость образует слой с плоской свободной поверхностью $z = c_0 = const$. При этом

$$\mathbf{H}_j^0 = \left(0, 0, -\frac{\mu_0}{\mu_j} H_0 \right), \quad \mathbf{H}_3^0 = (0, 0, -H_0), \quad \mathbf{M}_j^0 = \left(0, 0, -\frac{\mu_0 \chi_j}{\mu_j} H_0 \right), \quad j = 1, 2$$

а давление p_0 является линейной функцией z

$$p_0 = p_a - 0.5\mu_0 \left(M_{1z}^0 \right)^2 + \rho g(z - c_0) \quad (1)$$

Здесь $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Г/м; $\mu_j = \mu_0(1 + \chi_j)$ – магнитные проницаемости жидкости и материала пластины, p_a – давление в газе, ρ – плотность жидкости, а g – ускорение свободного падения.

Гидродинамическая часть задачи Рэля-Тейлора, поставленной с использованием уравнений Навье-Стокса и уравнений магнитостатики, сведена в рамках длинноволновой модели [8] к нелинейному эволюционному уравнению

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{1}{3\eta} \operatorname{div} \left\{ c^3 \nabla \left[\rho g c - \mu_1 M_{1z}^0 h_{1z} \Big|_{z=c(x, y, t)} + \alpha \Delta c \right] \right\} = 0, \quad (2)$$

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{a}_x + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{a}_y + \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{a}_z, \quad \Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2},$$

описывающему изменение формы свободной поверхности жидкости до момента времени, когда в окрестности какой-либо точки поверхности пластины $z = 0$ область, занятая жидкостью, теряет односвязность. Здесь η - коэффициент динамической вязкости жидкости, α - поверхностное натяжение, а h_{1z} - возмущение вертикальной компоненты магнитного поля внутри слоя.

При этом поле скоростей и нестационарная часть давления выражаются в явном виде через z и функции $c(x, y, t)$, $h_{1z}|_{z=c(x,y,t)}$.

Введем потенциалы возмущенных магнитных полей

$$\mathbf{H}_j = \nabla \Phi_j, \quad \Phi_j(x, y, z, t) = \Phi_j^0(z) + \varphi_j(x, y, z, t), \quad \mathbf{h}_j = \nabla \varphi_j, \quad j = 1, 2, 3$$

$$\Phi_1^0 = H_0 \left[\frac{\mu_0}{\mu_1} (c_0 - z) - c_0 \right], \quad \Phi_2^0 = H_0 \left[\mu_0 \left(\frac{c_0}{\mu_1} - \frac{z}{\mu_2} \right) - c_0 \right], \quad \Phi_3^0 = -H_0 z$$

В рассматриваемом приближении вызываемое деформацией свободной поверхности изменение поперек слоя вертикальной компоненты магнитного поля пренебрежимо мало, так что краевая задача о расчете магнитных полей записывается следующим образом

$$\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial z^2} = 0, \quad \frac{\partial^2 \varphi_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi_j}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi_j}{\partial z^2} = 0, \quad j = 2, 3 \quad (3)$$

$$\text{при } z = c(x, y, t): \quad \varphi_1 - \varphi_3 = M_{1z}^0 (c - c_0), \quad \mu_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial z} = \mu_0 \frac{\partial \varphi_3}{\partial z} \quad (4)$$

$$\text{при } z = 0: \quad \varphi_1 = \varphi_2, \quad \mu_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial z} = \mu_2 \frac{\partial \varphi_2}{\partial z} \quad (5)$$

$$\text{при } z \rightarrow \infty: \quad \nabla \varphi_3 \rightarrow 0; \quad \text{при } z \rightarrow -\infty: \quad \nabla \varphi_2 \rightarrow 0 \quad (6)$$

Ограничимся исследованием линейной стадии развития неустойчивости. Полагая $c(x, y, t) = c_0 + \zeta(x, y, t)$, $|\zeta|/c_0 \ll 1$, линеаризуем эволюционное уравнение (2):

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{c_0^3}{3\eta} \Delta \left(\rho g \zeta - \mu_1 M_{1z}^0 \frac{\partial \varphi_1}{\partial z} \Big|_{z=c_0} + \alpha \Delta \zeta \right) = 0 \quad (7)$$

Граничные условия (4) ввиду малости $|\zeta|$ допустимо перенести на невозмущенную свободную поверхность:

$$\text{при } z = c_0: \quad \varphi_1 - \varphi_3 = M_{1z}^0 \zeta, \quad \mu_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial z} = \mu_0 \frac{\partial \varphi_3}{\partial z} \quad (8)$$

Далее рассматривается задача (3), (5) - (8).

С целью исследования поведения функций $\varphi_j(x, y, z, t)$, $\zeta(x, y, t)$, $j = 1, 2, 3$ с ростом времени представим их в форме линейной суперпозиции нормальных мод – решений уравнений (3), (7), имеющих, соответственно, вид

$$F_j(z, k_x, k_y) \exp [i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)], \quad Z(k_x, k_y) \exp [i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)], \quad j = 1, 2, 3 \quad (9)$$

Здесь i – мнимая единица, $\mathbf{r} = (x, y, z)$ – радиус-вектор, $\mathbf{k} = (k_x, k_y, 0)$ – волновой вектор (действительный параметр), а функция $\omega(k_x, k_y)$ подлежит нахождению.

После подстановки выражений (9) в систему уравнений (3) и в граничные условия (5), (8) получаем

$$\frac{d^2 F_1}{dz^2} = 0, \quad \frac{d^2 F_j}{dz^2} - (k_x^2 + k_y^2) F_j = 0, \quad j = 2, 3$$

$$\text{при } z = 0: \quad F_1 = F_2, \quad \mu_1 \frac{dF_1}{dz} = \mu_2 \frac{dF_2}{dz}$$

$$\text{при } z = c_0: \quad F_1 - F_3 = M_{1z}^0 Z, \quad \mu_1 \frac{dF_1}{dz} = \mu_0 \frac{dF_3}{dz}$$

Исчезающее при $z \rightarrow \pm\infty$ решение этой задачи с точностью до малых порядка $\varepsilon = kc_0$ записывается следующим образом

$$F_1 = \frac{1}{\mu_{r2} + 1} M_{1z}^0 Z \left(1 + \frac{\mu_{r2}}{\mu_{r1}} kz \right), \quad F_2 = M_{1z}^0 Z \frac{e^{kz}}{\mu_{r2} + 1}, \quad F_3 = -M_{1z}^0 Z \frac{\mu_{r2} e^{-kz}}{\mu_{r2} + 1},$$

где $k = |\mathbf{k}|$ – волновое число, а $\mu_{rj} = \mu_j / \mu_0$ – относительные магнитные проницаемости жидкости ($j = 1$) и материала пластины ($j = 2$).

Принимая во внимание найденное решение, после подстановки (9) в (7) заключаем, что зависящая от переменных x, y, t и параметров k_x, k_y функция $Z(k_x, k_y) \exp [i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)]$ является нетривиальным решением дифференциального уравнения в частных производных (7) только в том случае, когда ω и k связаны дисперсионным соотношением

$$\omega = i \frac{\alpha c_0}{3\eta} k^2 \left[B_0 + J_p \quad kc_0 - (kc_0)^2 \right] \quad (10)$$

Здесь $Bo = (c_0/l_c)^2$ – число Бонда, $l_c = \sqrt{\alpha/(\rho g)}$ – капиллярная длина, а $Jp(\mu_{r1}, \mu_{r2}, q)$ – безразмерная функция

$$Jp(\mu_{r1}, \mu_{r2}, q) = \frac{q\mu_{r2}}{\mu_{r1}^2} \frac{(\mu_{r1} - 1)^2}{\mu_{r2} + 1}, \quad q = \frac{c_0\mu_0}{\alpha} H_0^2$$

Следует отметить, что функция (10) не зависит от направления волнового вектора, т.е. развитие рэлей-тейлоровской неустойчивости слоя магнитной жидкости, находящегося в ортогональном магнитном поле, происходит изотропно. Ввиду этого ограничимся исследованием развития нормальных мод с волновыми векторами, направленными, например, вдоль оси x , т.е. положим $\mathbf{k} = (k, 0, 0)$.

При использовании немагнитичивающей пластины численное значение $Jp(\mu_{r1}, 1, q)$ равно величине обезразмеренного скачка давления $p_0 - p_a$ при переходе через плоскую свободную поверхность $z = c_0$ магнитной жидкости, вызываемого поверхностными магнитными силами – второе слагаемое в правой части выражения (1). При фиксированной размерной величине этого скачка в случае пластины из магнитномягкого материала с большой магнитной проницаемостью ($\mu_{r2} \gg 1$) имеем

$$Jp|_{\mu_{r2} \gg 1} = 2(1 - \mu_{r2}^{-1})Jp|_{\mu_{r2}=1}$$

В качестве примера приведем оценочные величины $l_c = 1.7 \cdot 10^{-3}$ м, $Bo = 3 \cdot 10^{-3}$, $Jp|_{\mu_{r2}=1} = 4 \cdot 10^{-2}$ для слоя магнитной жидкости APG 512A со следующими значениями физических параметров [9]: $\rho = 1.26 \cdot 10^3$ кг/м³, $\alpha = 3.5 \cdot 10^{-2}$ Н/м, $\mu_{r1} = 2.4$ при $c_0 = 10^{-4}$ м, $H_0 = 8.1$ кА/м.

Отметим, что в отсутствие магнитного поля при $Bo \geq 4 \cdot 10^{-2}$ в экспериментах [7] наблюдался отрыв и падение капель.

При $k \neq 0$, за исключением случая, когда в дисперсионном соотношении выражение в квадратных скобках обращается в нуль, значения функции $\omega(k)$ являются чисто мнимыми. Вследствие этого нормальная мода с заданным волновым числом k в зависимости от численных значений параметров Bo , Jp либо экспоненциально растет по времени (при $\omega_i = \text{Im } \omega > 0$), либо экспоненциально затухает (при $\omega_i < 0$), либо является нейтрально устойчивой (при $\omega_i = 0$). Обраща-

ясь к (10), легко найти волновое число $k_s = 0.5c_0^{-1} \left(Jp + \sqrt{Jp^2 + 4Bo} \right)$

нейтрально устойчивой моды. При этом моды с волновыми числами $0 < k < k_s$ неустойчивы, а моды с $k > k_s$ - устойчивы. Таким образом, для одного и того же жидкого слоя при фиксированной напряженности приложенного магнитного поля с увеличением магнитной проницаемости материала пластины диапазон неустойчивых мод расширяется.

С использованием дисперсионного соотношения легко найти длину волны λ_m моды, наиболее быстро растущей при заданных Bo , Jp

$$\lambda_m = \frac{16\pi l_c}{3Q + \sqrt{9Q^2 + 32}}, \quad Q = \frac{Jp}{\sqrt{Bo}} = \frac{\mu_0 \mu_r 2}{\mu_{r1}^2 \sqrt{\rho g \alpha}} \frac{(\mu_{r1} - 1)^2}{\mu_{r2} + 1} H_0^2$$

Из этой формулы следует, что с увеличением как напряженности приложенного магнитного поля, так и магнитных проницаемостей жидкости и материала пластины численное значение λ_m уменьшается. При этом уменьшается и характерное время линейной стадии развития неустойчивости.

Из экспериментов с немагнитными жидкостями известно [7], что характерное расстояние между вершинами соседних периодически расположенных висячих капель, образующихся на финальной стадии развития рэлей-тейлоровской неустойчивости тонкого слоя, с хорошей точностью равно длине волны наиболее быстро растущей моды. Ввиду этого при распаде тонкого слоя магнитной жидкости с увеличением напряженности магнитного поля расстояние между соседними каплями уменьшается.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 08-01-00026) одного из соавторов - В.М.Коровина.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Abou B., Wesfreid J.-E., Roux S. // J. Fluid Mech. 2000. Vol. 416. P. 217-237.
2. Chen Ching-Yao, Cheng. Z.-Y. // Phys. Fluids. 2008. Vol. 20. No 5. P. 054105/1-054105/8.
3. Баштовой В.Г., Краков М.С., Рекс А.Г. // Магнитная гидродинамика. 1985. № 1. с. 19-24.
4. Zahn M. // J. Nanopart. Res. 2001. Vol. 3. P. 73-78.
5. Коровин В.М., Кубасов А.А. // Изв. РАН. МЖГ. 1998. № 5. С. 13-24.
6. Korovin V.M., Kubasov A.A. // JMMM. 1999. V. 202. P. 547-553.
7. Fermigier M., Limat L., Wesfreid J.E., Boudinet P., Quilliet C. // J. Fluid Mech. 1992. Vol. 236. P. 349-383.
8. Oron A., Davis S.H., Bankoff S.G. // Rev. Mod. Physics. 1997. V. 69. No. 3. P. 931-980.
9. Abou B., Néron de Surgy, Wesfreid J.-E. // J. Phys. II France. 1997. P.1159-1171.

**ПРИМЕНЕНИЕ
НАНОДИСПЕРСНЫХ
МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ
В ТЕХНИКЕ**

ОПТИМИЗАЦИЯ ПРОЦЕССА МАГНИТНОЙ СЕПАРАЦИИ

Федоров О.Л., Скроботова Т.В.

ООО «Агромир», 355004, г. Ставрополь пр. Хмельницкого 55,

Факс: (865-2) 242447; E-mail: fedorovol@bk.ru



Федоров Олег Леонидович окончил Казанский авиационный институт в 1972 году. В 1989 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме: «Работоспособность и фрикционные свойства магнитоожидкостных уплотнений для герметизации жидких сред». Имеет 62 научных публикаций, в том числе 2 патента РФ, 2 монографии. В настоящее время является научным консультантом ООО «Агромир». Область научных интересов – фильтрация жидких и газообразных сред с помощью магнитоуправляемых систем.



Скроботова Татьяна Владимировна окончила Кабардино-Балкарский государственный университет в 1971 году. Защитила в 1988 году диссертацию на соискание ученой степени кандидата педагогических наук по теме: «Совершенствование учебного физического эксперимента на базе магнитных жидкостей», имеет 144 научных публикаций, в том числе 3 авторских свидетельства, 1 монографию. В настоящее время является экспертом – консультантом ООО «Агромир»

Повышение надежности тонкой очистки различных сред и в особенности жидкостей, представляющих собой бинарную систему состоящую из пара-диамагнитного дисперсного материала с частицами микронных размеров и вязкой жидкости в псевдогомогенном приближении, является актуальной задачей при разработке магнитных сепараторов для различных отраслей промышленности в т. ч. и для авиационной техники.

Важной является также задача оптимизации конструкций магнитных сепараторов по массогабаритным показателям, применяемым в системах очистки топлив и масел двигателей энергетических установок летательных аппаратов.

В данной работе рассматриваются вопросы оптимизации процессов сепарирования (фракционирования) в потоке слабомагнитных дисперсных частиц (с усредненным радиусом частиц $r_1 < 10^{-6}$ м) с помощью поперечного потока среды высокоградиентного магнитного поля (ВГМС), а также диамагнитной фокусировки (ДФ).

Указанные процессы в значительной мере изучены в работах [1-3, 6], однако вопросам оптимизации этих процессов и особенно оп-

тимизации массогабаритных показателей конструкций сепараторов, в которых реализуются указанные процессы, уделено недостаточное внимание.

В работах [1,6] был рассмотрен процесс ВГМС дисперсной среды вышеуказанных параметров в плоском щелевом канале шириной a . Как показывают расчеты ширина канала, при условии гарантированной очистки большей области канала от частиц, зависит от диаметра фильтрующих элементов $2r_0$ (ФЭ) (представляющих собой тонкие цилиндрические тела из ферромагнитного материала):

$$a \leq 3r_0 \quad (1)$$

Экспериментально установлено [1], что радиус захвата частиц высокоградиентным магнитным полем обычно равен $r_{\text{захв.}} \approx 3r_0$, поэтому и ширина канала выбирается этого порядка.

В свою очередь, диаметр ФЭ зависит от напряженности внешнего магнитного поля H_0 , создаваемого системой постоянных магнитов, реологических и магнитных свойств частиц и среды, относительных размеров канала и т.д.[6]:

$$r_0 \leq \frac{2H_0}{3n^2 \sqrt{\frac{\nu_1 n}{L_{\text{пр.}} \Delta\chi \mu_0 r_1^2}}}, \quad (2)$$

где: $n = \frac{a}{r_0}$, $L_{\text{пр.}} = \frac{La}{a - a_1}$, L – длина канала; ν_1 – средняя скорость потока среды (скорость фильтрации); η – динамическая вязкость среды; $\Delta\chi = \chi_1 - \chi_2$ – разность магнитных восприимчивостей частицы и дисперсионной среды; $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Гн/м.

Приведем оценочные расчеты радиуса захвата частиц магнитным полем из условия равенства форетической скорости и скорости фильтрации (частица как бы «зависает» на границе зоны захвата):

$\nu_1 = \nu_m$. Отсюда, с учетом данных [6], запишем

$$\nu_m = \frac{4r_1^2 \Delta\chi \mu_0 H_0^2 \left(\frac{r_0}{r}\right)^2}{9\eta r}, \text{ после преобразований получим соотношение для радиуса захвата частицы}$$

$$\frac{r_{\text{захв.}}}{r_0} = \sqrt[3]{\frac{cH_0^2}{\nu_1 r_0}}$$

где:
$$c = \frac{4r_1^2 \Delta\chi\mu_0}{9\eta} \quad (2a)$$

Поскольку $\frac{r_{\text{захв.}}}{r_0} \geq 1$, то $\frac{cH_0^2}{\nu_m} \geq 1$, следовательно, всегда

должно выполняться условие

$$H_0 \geq \sqrt{\frac{\nu_1 r_0}{c}} \quad \text{или} \quad r_0 \leq \frac{cH_0^2}{\nu_1} \quad (26)$$

С учетом всех факторов расчетная ширина канала a оказывается относительно небольшой (1,5-2,5мм), что существенно может снизить эксплуатационные характеристики магнитного сепаратора.

Для увеличения ширины канала предлагаются следующие схемы расположения ФЭ (рис. 1)

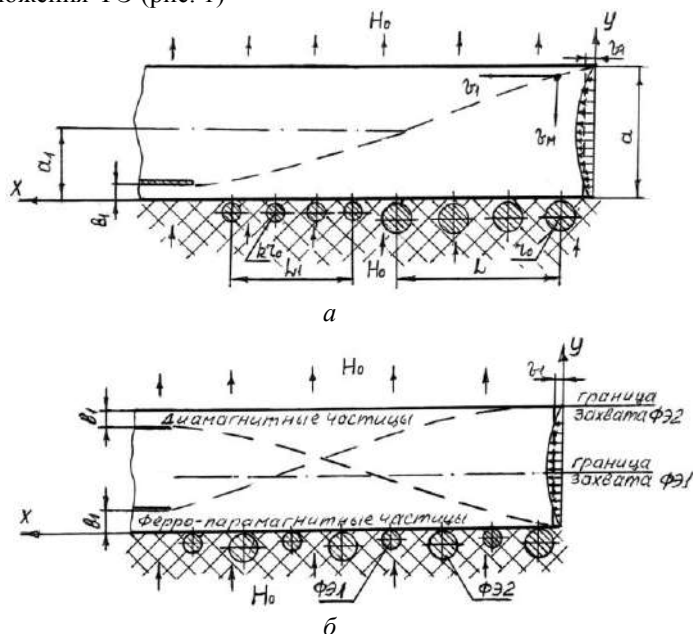


Рис. 1. Комбинированная схема проточного плоского щелевого канала ВГМС:
а – с последовательным расположением ФЭ; б – с чередующимся расположением ФЭ

Условие полной очистки области канала $[x, (a - a_1)]$ от ферро-парамагнитных частиц

$$\frac{a - a_1}{\nu_M^{\min}} \leq \frac{L}{\nu_1}, \quad (3)$$

где: $\nu_M^{\min} = \frac{4r_1^2 \Delta\chi\mu_0 H_0^2}{9\eta a} \left(\frac{r_0}{a}\right)^2$ – минимальная скорость магнитного фореца (у верхней границы канала).

С учетом зависимости градиента возмущенного магнитного поля от параметров системы приведенной в [1, 2, 6] и с учетом преобразований, получим ширину канала для двухступенчатого ряда ФЭ различных диаметров ($r_0, kr_0, k \leq 1$), показанного на рисунке 1а

$$a \leq \frac{A}{q} \left(\frac{r_0}{a}\right)^2 L + a_1, \quad (4)$$

где: $q = \nu_1 a$ – расход фильтруемой среды,

$$A = \frac{4r_1^2 \Delta\chi\mu_0 H_0^2}{9\eta}, \quad a_1 \leq \frac{A}{q} \left(\frac{kr_0}{a_1}\right)^2 L_1 + b_1$$

Отметим, что для ДФ (если в дисперсной среде кроме парамагнитных есть и диамагнитные частицы) более эффективной может оказаться схема показанная на рис.1б.

Расстояния между ФЭ1 и ФЭ2 выбираются такими (порядка 3-5 r_0), что их влияния на возмущенные поля друг друга будет незначительным.

Для случая N ступеней ФЭ имеем

$$a \leq \frac{A}{q} \left[\left(\frac{r_0}{a}\right)^2 L + \sum_{i=1}^{i=N-1} \left(\frac{k_i r_0}{a_i}\right)^2 + b_1 \right] \quad (5)$$

Используя равенство (2) можно записать

$$kr_0 \leq \frac{2H_0^2}{3 \left(\frac{a_1}{kr_0}\right)^2 \sqrt{\frac{\nu_1 \eta}{L_{np.1} \Delta\chi\mu_0 r_1^2}}}$$

отсюда, с учетом неравенства (1), получаем

$$k \leq \sqrt{\frac{L_{np.1}}{L_{np.}}} , \quad (6)$$

здесь: $L_{пр.} = \frac{La}{a - a_1}$, $L = \frac{L_1 a}{a_1 - b_1}$

Неравенство (6) позволяет оптимизировать габаритные размеры канала (длину и ширину) за счет подбора соответствующих соотношений диаметров ФЭ первой и второй ступеней. Аналогичные соотношения можно получить и для большего числа ступеней ФЭ.

На основании приведенных вычислений можно предложить следующую последовательность проектного расчета магнитного сепаратора.

1. Определяется максимально допустимый диаметр ФЭ первой ступени, используя заданные параметры сепарируемой среды и системы постоянных магнитов (напряженность внешнего магнитного поля):

$H_0, r_0/a = 1/3, r_0/a_1 < 1/3, A, q, b_1, a, a_1, L, L_1$

$$r_0 \leq \frac{2H_0^2}{27B}, \quad d_0 = 2r_0, \quad \text{где: } B = \sqrt{\frac{\nu_1 \eta}{L_{пр.} \Delta \chi \mu_0 r_1^2}} \quad (7)$$

2. Определяется коэффициент k (отношение диаметров ФЭ второй и первой ступеней)

$$k \leq \sqrt{\frac{L_{пр.1}}{L_{пр.}}}$$

Отсюда диаметр ФЭ второй ступени

$$d_{01} = 2kr_0 \quad (8)$$

При наличии нескольких ступеней нахождение коэффициента k для последующих ступеней производится аналогичным образом.

Аналогичные результаты [3, 6] можно получить и для кольцевого канала (зазор между двумя цилиндрическими поверхностями радиусов R_1 и R_2 , между которыми пропускается среда со средней скоростью ν_1), рассматривая процесс магнитного фореза в плоскости продольного сечения канала, с ФЭ спирально намотанным на одну из поверхностей (радиальное расположение ФЭ).

Представляет интерес рассмотреть схему сепаратора с ФЭ выполненными из магнитомягкого ферромагнитного материала в виде зубцов с радиальным или аксиальным расположением относительно оси на одной из цилиндрических поверхностей как показано на рис.2.

Для нейтрализации действия зон диамагнитного отталкивания зубчатые поверхности ФЭ заливаются заподлицо с вершинами зубцов полимерным немагнитным материалом.

Для уменьшения взаимовлияния возмущенных магнитных полей зубцов принимаем $l_1 \approx l$, где l_1 - расстояние между основаниями соседних зубцов.

Расчет конфигурации и напряженности возмущенного поля представляет сложную задачу, решаемую численными методами. В первом приближении полагаем, что конфигурация возмущенного магнитного поля, формируемая каждым зубцом в поперечном сечении, будет отчасти аналогична конфигурации поля эллиптического цилиндра [1] или однозубцового полюсного наконечника магнитожидкостного уплотнения, которая подробно рассмотрена в работе [4]. Такое допущение позволяет с достаточной для практических нужд точностью получить аналитические зависимости напряженности магнитного поля в радиальном направлении поперечного сечения кольцевого канала.

При этом процесс конвективной магнитной седиментации (фореза) слабомагнитных частиц будет аналогичен процессу, описанному в [3] для прямолинейного проводника с током.

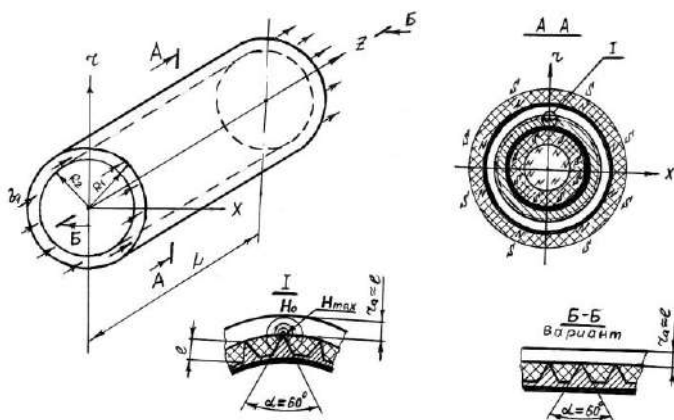


Рис. 2. Схема проточного магнитного сепарирования частиц суспензии в кольцевом канале с использованием аксиально и радиально расположенных ФЭ в виде зубцов

Рассчитаем ширину кольцевого зазора r_a (рис2) (аналогичного величине a для плоского щелевого канала).

Полагаем, с учетом [4,5], что изменение напряженности возмущенного магнитного поля вдоль стороны l поперечного сечения зубчатого

ФЭ, а также вдоль радиуса r проведенного через его вершину можно с достаточной степенью точности аппроксимировать равенством

$$H = \frac{H_{\max}}{Kr^y + 1}, \quad (9)$$

где: $K = \frac{H_{\max} - H_{\min}}{(r_a)^y H_{\min}}$, тогда $= \frac{H_{\max}}{\frac{H_{\max} - H_{\min}}{H_{\min}} \left(\frac{r}{r_a}\right)^y + 1} \approx \frac{H_0}{\left(\frac{r}{l}\right)^y + c}$, т.к.

$$\frac{H_{\max}}{H_{\min}} \geq 5, \text{ то } c \leq 0,2 \quad (10)$$

Для окрестности $r \approx r_a$ будет выполняться с достаточной степенью приближения следующая зависимость

$$H \approx \frac{H_0}{\left(\frac{r}{l}\right)^y} \quad (12)$$

Показатель степени y есть экспериментально определяемая величина, однако, согласно [5] можно принять $y \approx 1$.

Величина силового фактора воздействия градиента магнитного поля на слабомагнитную частицу в радиальном направлении определяется из равенства

$$\nabla \frac{H^2}{2} = \frac{1}{2} H_0^2 \frac{d}{dr} \frac{1}{\left(\frac{r}{l}\right)^{2y}} = \frac{H_0^2 y}{l \left(\frac{r}{l}\right)^{(1+2y)}} \approx \frac{H_0^2}{l \left(\frac{r}{l}\right)^3} \quad (13)$$

Произведем сравнительную оценку величин минимальных значений силовых факторов для плоского (ширина a) и кольцевого (ширина r_a) каналов, при которых может обеспечиваться надежный захват частиц возмущенным магнитным полем

$$\nabla \frac{H^2}{2} = \frac{2H_0^2}{r} \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 \Bigg|_{r \approx 3r_0} = \frac{2}{27} \frac{H_0^2}{r_0} \quad \text{— для плоского щелевого канала;}$$

$$\nabla \frac{H^2}{2} = \frac{H_0^2}{r} \left(\frac{l}{r}\right)^2 \Bigg|_{r \approx r_a} = \frac{H_0^2}{r_a} \quad \text{— для кольцевого канала с ФЭ в виде}$$

зубцов со стороны $l \approx r_a$.

Приравнивая эти два выражения, находим

$$r_a \leq 13,5r_0 \quad (14)$$

По аналогии с равенством (7) можно записать

$$l \leq \frac{2H_0}{3B} \quad (15)$$

Из равенств (14),(15) следует, что ширина кольцевого канала r_a с зубчатыми ФЭ при одинаковом минимально допустимом значении силового фактора и одинаковой величине H_0 существенно больше, чем у плоского щелевого (а также и кольцевого со спиральной намоткой цилиндрического ФЭ).

Необходимо заметить, что фокусировка диамагнитных частиц (ДФ) в данном случае происходит аналогично случаю плоского щелевого канала.

Следовательно, схема с зубчатыми ФЭ является перспективной с точки зрения оптимизации конструктивных размеров магнитных сепараторов.

Выводы

Получены зависимости для определения соотношений диаметров ФЭ комбинированных схем плоских щелевых каналов в зависимости от размеров канала, величины внешнего магнитного поля и параметров среды. Рассмотрены две схемы ВГМС и ДФ с радиальным и аксиальным расположением ФЭ (цилиндрической и зубчатой формы соответственно). Причем процесс магнитной сепарации в плоском щелевом канале может быть представлен как частный случай кольцевого канала, заключенного между двумя цилиндрическими поверхностями, радиусы которых стремятся к бесконечности.

Оптимизация конструктивных размеров сепараторов с кольцевым каналом с радиальным расположением ФЭ и плоского щелевого (увеличение ширины кольцевого зазора и уменьшение длины канала) достигается применением ступеней цилиндрических ФЭ различных диаметров с определенным их соотношением.

Применение схем с зубчатыми ФЭ с радиальным и аксиальным расположением зубцов позволяет значительно увеличить кольцевой зазор при уменьшении длины канала сепаратора, т.е. существенно улучшает массогабаритные показатели конструкции.

Полученные результаты могут быть использованы при проектировании сепарирующих устройств ВГМС и ДФ мелкодисперсных частиц в жидких и газообразных средах.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Мирошников В.А., Озолс Р.Я. Высокоградиентная магнитная сепарация // Магнитная гидродинамика – 1982, №4, С.5-17.
2. Мирошников В.А., Озолс Р.Я. Нестационарный магнитофорез в градиентном потоке. – Десятое Рижское совещание по магнитной гидродинамике. Тезисы докладов. Саласпилс. – 1981, т.1, С.215-216.
3. Мирошников В.А. нестационарная конвективная магнитная седиментация в поле прямолинейного проводника с током // Магнитная гидродинамика – 1979, №4, С.10-16.
4. Ивановский ордена «Знак почета» энергетический институт. Отчет о НИР. Исследование и разработка магнитожидкостных устройств для применения в узлах трения кольцепрядильных машин. Гос. рег. № 01830007915. Иваново - 1986, 191с.
6. Федоров О.Л. Магнитожидкостные устройства, контактирующие с жидкими немагнитными средами. Монография. Ставрополь – 2004, С.19-23.
7. Федоров О.Л., Скроботова Т.В. Возможности применения высокоградиентного магнитного поперечного поля для тонкой сепарации мелкодисперсных суспензий. Современные технологии – ключевое звено в возрождении отечественного авиастроения. т.1, Материалы международной научно-практической конференции. Казань 12-13 августа 2008г., Казань 2008, С.296-301.

УПРАВЛЯЕМАЯ ЗАКАЛКА УГЛЕРОДИСТОЙ СТАЛИ В МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

Гришанина О.А.

Северо-Кавказский государственный технический университет
355038, Ставрополь, пр. Кулакова, 2,
E-mail: grishanina_o_a@mail.ru

Симоновский А.Я.

Ставропольский государственный университет
355014, Ставрополь, ул. Пушкина, 1,

Холопов В.Л.

Институт механики МГУ, 117192, Москва, Мичуринский пр., 1;
E-mail: 1111@imec.msu.ru



Гришанина Ольга Алексеевна в 1983 г. окончила Ставропольский сельскохозяйственный институт по специальности «механизация сельского хозяйства». В 1999 г. защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме «Теплообмен при закалочном охлаждении пластины в магнитной жидкости». Опубликовала свыше 30 научных работ. В настоящее время является доцентом кафедры прикладной механики и основ конструирования Северо-Кавказского государственного технического университета. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФИ.



Симоновский Александр Яковлевич окончил Ставропольский сельхозинститут в 1978 г. С 1985 по 1988 гг. соискатель кафедры гидромеханики МГУ. В 1999 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по теме «Проблемы тепло- и массопереноса в магнитных жидкостях». Опубликовал более 150 научных работ, в том числе более 30 статей, монографию, авторское свидетельство на изобретение, около 10 статей в иностранных журналах. В настоящее время профессор кафедры теоретической физики Ставропольского государственного университета. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФИ.



Холопов Владимир Львович в 1967 году окончил физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова по специальности «физика». Имеет более 40 научных публикаций, в том числе 18 статей и патент РФ. В настоящее время является старшим научным сотрудником Института механики МГУ. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФИ, Минобразования РФ и в рамках Федеральной целевой научно-технической программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники».

Введение. Изучаются структуры и связанные с ними механические свойства ряда углеродистых инструментальных сталей, подвергнутых закалочному охлаждению в магнитной жидкости с различным содержанием магнитной фазы при воздействии постоянного магнитного поля разной интенсивности.

Методика проведения экспериментов. Возможность проведения в магнитной жидкости управляемой закалки определяется зависимостью интенсивности охлаждения твердых тел в ней от состава жидкости, величины и степени неоднородности магнитного поля, создаваемого вблизи охлаждаемой поверхности. Различная интенсивность охлаждения обуславливает различные механизмы фазовых превращений в стали в процессе закалки.

При выборе объекта исследования – образцов углеродистых инструментальных сталей – исходили из закономерностей фазовых превращений, происходящих в сталях при различной интенсивности охлаждения. Высокотемпературной фазой стали является аустенит. При охлаждении стали до температур, ниже критических, аустенит претерпевает превращение. В зависимости от скорости охлаждения превращение аустенита с образованием окончательных структур может происходить при разных температурах. В результате медленного охлаждения превращение аустенита происходит при высоких температурах диффузионным путем, и окончательные структуры характеризуются высокой степенью равновесности. По мере увеличения скорости охлаждения диффузионные процессы в стали успевают происходить, однако, структура продуктов распада аустенита, оставаясь качественно подобной, характеризуется повышением степени дисперсности – сорбит и троостит. При закалочном охлаждении с высокими скоростями диффузионные процессы в стали произойти не успевают, поэтому перестройка гранецентрированной кубической решетки аустенита (Fe_γ) в объемноцентрированную решетку феррита (Fe_α) происходит сдвиговым путем с одновременной фиксацией углерода в решетке Fe_α . В результате образуется качественно новая фаза – пересыщенный твердый раствор – мартенсит. При выборе номенклатуры сталей для проведения экспериментов по закалке в магнитной жидкости основывались на стремлении обнаружить сталь, для которой интервал изменения скорости охлаждения в магнитной жидкости, обеспечиваемый наложением магнитного поля, охватывал бы область, характеризующуюся как перлитным – диффузионным, так и мартенситным – бездиффузионным превращением переохлажденного аустенита. Тем самым представлялось возможным наиболее полно оценить структурную

чувствительность эффектов охлаждения в магнитной жидкости, достигаемых наложением магнитного поля.

Поставленная цель достигалась выбором марок сталей, характеризующихся различной степенью устойчивости переохлажденного аустенита и, тем самым, различной величиной критической скорости закалки – скорости охлаждения, обеспечивающей только бездиффузионный механизм превращения аустенита.

При определении влияния магнитного поля на структуру и свойства стали, закаленной в магнитной жидкости, применяли образцы из углеродистых сталей с различным содержанием углерода: доэвтектоидные стали 45 и 50 и эвтектоидная сталь У8. Образцы для анализа выполнялись цилиндрической формы диаметром 10 мм, высотой 35 мм. Выбор образцов достаточно малого диаметра был сделан по тому, что для достижения критических скоростей закалки в слабоохлаждающей среде размер образцов должен быть мал и потому, что при малых размерах образца можно ожидать, что обнаруженная в экспериментах по охлаждению неоднородность охлаждения различных участков поверхности цилиндра не приведет к существенной неоднородности структуры и свойств образцов.

Результаты экспериментов. В результате предварительных экспериментов было показано, что наилучшие результаты получаются при закалке образцов в растворах магнитной жидкости на основе воды с объемной долей магнитной фазы в пределах $0,0023 \leq \varphi_m \leq 0,0374$. Это связано с благоприятным сочетанием для указанных растворов магнитных и теплофизических свойств, определяющих длительность и интенсивность пленочного и пузырькового режимов охлаждения. Для растворов с объемной долей магнитной фазы $\varphi_m > 0,0374$ охлаждение в режиме пленочного кипения распространяется до температур начала мартенситного превращения. Температура начала мартенситного превращения для выбранных марок сталей лежит в пределах 300 °С. На поверхности образцов визуально наблюдается значительный рост налета расслоившихся частиц магнитной фазы. За счет этого охлаждающая способность концентрированных растворов жидкости резко снижается. Растворы магнитной жидкости с объемной долей магнитной фазы $\varphi_m < 0,0023$ в значительной степени утрачивают магнитные свойства, что ослабляет влияние магнитного поля на процессы охлаждения. В то же время, в составе раствора, несмотря на значительное разбавление несущей жидкостью, остается достаточно большое количество поверхностно-активных веществ, присутствие которых и обуславливает низкую охлаждающую

способность магнитной жидкости в сравнении с охлаждающей способностью несущей среды.

Низкая охлаждающая способность и слабое влияние магнитного поля на интенсивность охлаждения в растворах с $\varphi_m < 0,0023$ и $\varphi_m \gg 0,0374$ не позволяют эффективно проводить в них закалку и добиваться высокой твердости у закаленных образцов.

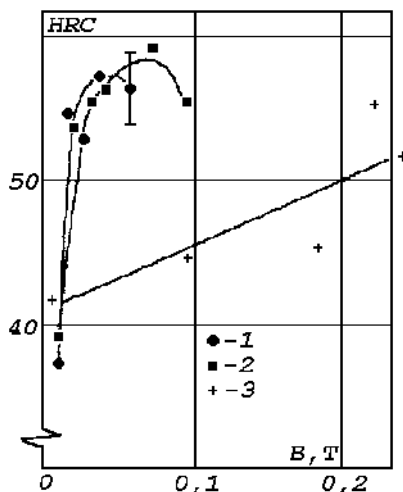


Рис. 1. График зависимости твердости образцов из стали 50 от величины прикладываемого магнитного поля при закалке в магнитной жидкости с объемной долей магнитной фазы, φ_m : 1 - 0,0294; 2 - 0,0159; 3 - 0,0023

На рис. 1 приведены результаты измерения твердости образцов стали 50, закаленных в растворах магнитной жидкости с объемной долей магнитной фазы в пределах $0,0023 \leq \varphi_m \leq 0,0374$ при наложении полей различной интенсивности. Видно, что наложение магнитного поля приводит к существенному увеличению твердости образцов. При закалке в растворах с объемной долей магнитной фазы $\varphi_m = 0,0294$ заметные изменения происходят уже в сравнительно малом по величине магнитном поле. Изменения носят скачкообразный характер. Однако, в связи с непрерывным изменением скорости охлаждения в магнитной жидкости, с ростом величины магнитного поля точки на графиках соединены непрерывными линиями. Следует отметить, что скачкообразный характер изменения твердости образцов при непрерывном изменении скорости охлаждения связан с отсутствием в применяемых сталях (сталь 50 и У8) промежуточного – бейнитного – превращения. Существенные изменения твердости образцов при за-

калке в растворах магнитной жидкости с $\varphi_m = 0,0023$ происходят в значительном по величине магнитном поле. Максимум на кривых зависимости твердости образцов от величины прикладываемого магнитного поля обусловлен наличием максимума зависимости интенсивности охлаждения в магнитной жидкости в интервале температур мартенситного превращения (~ 300 °С) от величины приложенного магнитного поля.

На рис. 2 приведены фотографии микроструктур образцов из стали 50, подвергнутых закалке в магнитной жидкости с объемной долей магнитной фазы $\varphi_m = 0,0294$. Структура образцов, подвергнутых закалке в отсутствие магнитного поля (рис. 2 а), состоит из примерно равной доли продуктов диффузионного и бездиффузионного превращения. На фотографии светлые области – мартенсит. Отчетливо видны характерные мартенситные иглы и темные области троостита. Анализ структуры подтверждается измерениями твердости образцов. Твердость 40 HRC соответствует полумартенситной зоне стандартной торцевой пробы для стали с содержанием углерода 0,5 %. На рис. 2 б приведена фотография микроструктуры стали 50, полученной при закалке в малом по величине магнитном поле. На фотографии темные области с большеугловыми границами – троостит; области игольчатой формы на светлом фоне – мартенсит. Видно, что уже в малом магнитном поле для образцов применяемого размера скорость охлаждения близка к критической, то есть превалирует бездиффузионное превращение переохлажденного аустенита. Дальнейшее увеличение магнитного поля уже не приводит к существенным изменениям в структуре образцов.

На рис. 2 в приведена фотография микроструктуры стали 50, полученной при закалке в поле 0,0220 Т. Отчетливо видны характерные морфологические признаки мартенсита – игольчатая форма темных включений. Однако здесь еще могут наблюдаться отдельные области трооститных включений.

На рис. 2 г и д приведены фотографии микроструктур образцов из стали 50, закаленных в магнитных полях 0,0370 Т и 0,0525 Т соответственно. Структура образцов в обоих случаях – мартенсит. На фотографиях видна игольчатая форма темных включений. Однако по мере увеличения магнитного поля наблюдается тенденция к укрупнению темных включений – характерный признак процессов отпуска. По-видимому, это следствие максимума во влиянии магнитного поля на интенсивность процесса охлаждения в магнитной жидкости в интервале температур мартенситного превращения. Снижение скорости охлаждения в интервале температур мартенситного превращения с ростом

величины прикладываемого магнитного поля приводит к возможности протекания процессов низкотемпературного отпуска.

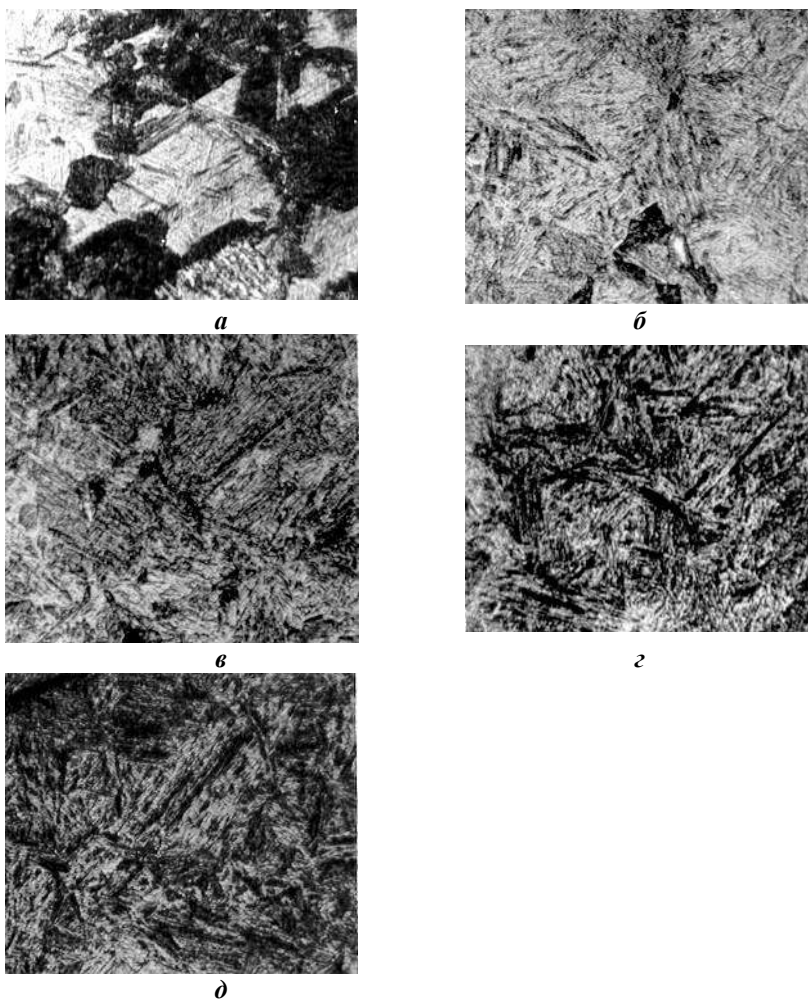


Рис. 2. Микроструктуры стали 50 после закалки в магнитной жидкости ($\varphi_m = 0,0294$) в магнитных полях, Т: а – 0; б – 0,0140; в – 0,0220; г – 0,0370; д – 0,0525

При закалочном охлаждении образцов из стали 50 в магнитной жидкости с объемной долей магнитной фазы $\varphi_{m\Box} = 0,0159$ характер

фазовых превращений аналогичен происходящим при закалке в жидкости с $\varphi_m = 0,0294$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 08-01-00026).

РАЗДЕЛЕНИЕ ВОДОНЕФТЯНОЙ ЭМУЛЬСИИ С ПОМОЩЬЮ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

Ширшова А.В., Семихин В.И.

Тюменский государственный университет,
625003, г. Тюмень, ул. Семакова 10, факс (345-2) 25-15-94,
E- mail: albstain@gmail.com



Ширшова Альбина Вольфовна окончила Красноярский государственный университет в 1972 году. После успешного окончания очной аспирантуры на кафедре магнетизма МГУ им. М.В. Ломоносова и защиты кандидатской диссертации на тему «Локальное магнитооптическое исследование магнитных микроструктур» с 1983 году работает на физическом факультете ТюмГУ. Научные интересы А.В. Ширшовой связаны в основном с физикой магнитных явлений, кристаллофизикой, экспериментальными исследованиями дисперсных систем. Имеет более 40 публикаций.



Семихин Виталий Иванович окончил МГУ им. М.В. Ломоносова в 1971 году. С 1975 года работает в ТюмГУ. В 1990 году защитил диссертацию на соискание ученой степени к. ф.-м.н. по теме «Динамические свойства магнитных жидкостей». Имеет 40 научных публикаций, 10 авторских свидетельств на изобретение и патентов РФ. Научные интересы В.И. Семихина связаны с исследованиями взаимодействия жидкостей с дисперсными твердыми фазами.

Как известно, использование магнитножидкостных технологий в нефтедобывающей и нефтеперерабатывающей промышленности ограничивается, главным образом, решением экологических проблем в этой отрасли, а именно, созданием эффективных способов удаления нефтяных пленок с поверхности воды [1] или методов очистки загрязненной нефтью сточных промышленных вод и т.п. Разработка этих способов и, в частности, создание различных магнитоуправляемых ферромагнитных сорбентов показали высокую эффективность их взаимодействия с нефтью, а также возможность получения дешевых магнитных жидкостей из железосодержащих отходов производства, не уступающих по своим магнитным характеристикам магнитным жидкостям, полученным из чистых компонентов [2]. Последнее обстоятельство открывает более широкие перспективы практического использования магнитных жидкостей.

С другой стороны, проблема отделения воды от нефти является важнейшей при подготовке нефти к транспорту и дальнейшей ее переработке. Известно, что примерно 80% всей нефти добывается в об-

водненном состоянии, причем на месторождениях Среднего Приобья обводненность добытой нефти составляет 93% [3]. При извлечении смеси нефти с пластовой водой образуется эмульсия, которую следует рассматривать как механическую смесь двух нерастворимых жидкостей (нефти и воды), одна из которых распределяется в объеме другой в виде капель различных размеров. Наличие воды в нефти приводит к удорожанию транспорта в связи с увеличением объема транспортируемой жидкости и увеличением ее вязкости в эмульсионном состоянии. Присутствие в нефти даже 0,1% воды приводит к ее интенсивному вспениванию в ректификационных колоннах нефтеперерабатывающих заводов, что нарушает технологические режимы переработки.

В настоящее время обезвоживание нефти на промыслах и нефтеперерабатывающих заводах в основном проводится теплотехническим способом. Способ заключается в том, что химический реагент - деэмульгатор вводится в нагретую водонефтяную эмульсию, подвергаемую разрушению, и перемешивается с ней, после чего создаются условия для выделения воды из нефти путем отстаивания. В используемых современных технологических схемах установок подготовки нефти подогретая нефть, обработанная деэмульгатором, поступает в отстойники, в которых и происходит отделение основного количества пластовой воды под действием гравитационного поля. Таким образом, необходимым элементом теплотехнического способа обезвоживания, как и в прочих методах обезвоживания нефти, является отстаивание обработанной водонефтяной эмульсии. В расчетах, связанных с проектированием отстойников, скорость падения (отстаивания) частиц воды в нефти ω вычисляется по формулам [4]

$$\omega^2 = \frac{4}{55,5} gd \frac{\rho_v - \rho_n}{\rho_n} \text{Re}^{0,6} \quad \text{при } 2 < \text{Re} < 500$$

$$\omega^2 = 3gd \frac{\rho_v - \rho_n}{\rho_n}, \quad \text{при } \text{Re} > 500 \quad (1)$$

где ρ_v, ρ_n – плотности воды и нефти; d – диаметр частиц дисперсной фазы; g – ускорение свободного падения; Re – число Рейнольдса.

Из формул следует, что важными факторами, влияющими на эффективность разделения эмульсий, являются: различие плотностей фаз эмульсий, вызывающей их гравитационное разделение, и величина ускорения свободного падения. Выявление указанных факторов и характера их влияния позволяют наметить технические приемы повышения эффективности разделения эмульсии в отстойнике.

Для увеличения скорости движения частиц при отстаивании вместо естественной гравитационной силы можно применить более мощную центробежную силу [5]. Однако метод центрифугирования низкопроизводителен, сложен, дорог и редко используется на промыслах.

Повышение эффективности разделения водонефтяных эмульсий обычно достигается путем комбинированного использования теплехимического способа в сочетании с дополнительным воздействием на эмульсию мощным электрическим переменным полем или воздействием сильного импульсного магнитного поля с последующим отстаиванием в гравитационном поле. Недостатком этих способов является большие энергозатраты при получении сильных переменных электромагнитных полей.

Цель настоящей работы — экспериментальное исследование возможности разделения водонефтяной эмульсии путем смешивания ее с магнитной жидкостью и последующего воздействия пространственно-неоднородным постоянным по времени магнитным полем.

Для экспериментальных исследований была использована водонефтяная эмульсия с содержанием воды 20% и 80% сырой нефти Русского месторождения Тюменской области. Эмульсия смешивалась с магнитной жидкостью в соотношении по объему эмульсия: магнитная жидкость – 1:0,01 и 1:0,005. Пространственно-неоднородное магнитное поле создавалась кольцевым постоянным магнитом. Основные физико-химические свойства нефти, магнитной жидкости и кольцевого магнита, используемых в экспериментах, представлены в таблице. Размер частиц магнетита в магнитной жидкости определялся турбодиметрическим методом [6].

Для выявления чистого эффекта отстаивания воды в водонефтяной эмульсии в наших экспериментах эмульсия не подвергалась предварительной теплехимической обработке и в отсутствие воздействия сохраняла стабильность в гравитационном поле в течение нескольких месяцев. Емкость с эмульсией помещалась в центр кольцевого магнита. Фотография емкости с эмульсией после трехчасового воздействия неоднородным магнитным полем показана на рис.1 в верхнем правом углу. Как видно из фотографии, пространство эмульсии над отверстием кольцевого магнита, т.е. там, где магнитное поле минимально, имеет отчетливо видимую более светлую, чем эмульсия, окраску, что свидетельствует об эффекте «выталкивания» воды в направлении центра кольца магнита. На рис. 1 также показана зависимость содержания воды в эмульсии от времени воздействия пространственно-неоднородного магнитного поля, полученная с помощью измерения оптической плотности на спектрофотометре. Видно, что на процесс

разделения эмульсии влияет концентрация магнитной жидкости и время воздействия. При воздействии в течение 2 часов содержание воды в эмульсии уменьшается почти в 2 раза. При воздействии на эмульсию неоднородным магнитным полем в течение суток наблюдалось выделение чистой воды.

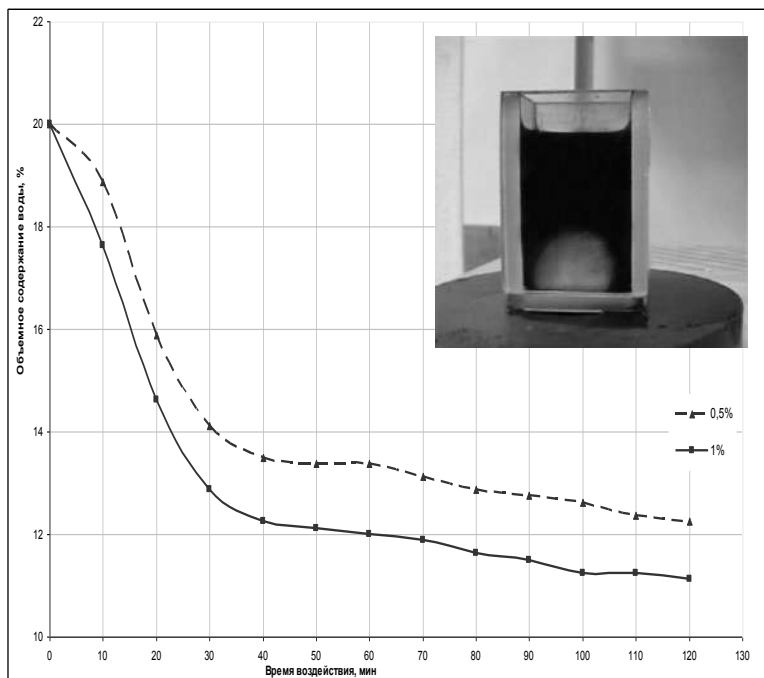


Рис. 1. Зависимость содержания воды в водонефтяной эмульсии от времени воздействия в неоднородном магнитном поле при различном объемном содержании магнитной жидкости в эмульсии.

В верхнем правом углу рисунка представлена фотография емкости с эмульсией после воздействия неоднородным магнитным полем в течение трех часов.

Обсуждение результатов эксперимента. Как известно, магнитная жидкость на основе керосина хорошо растворяется в нефти, «омагничивая» нефть. На «омагниченную» нефть объемом V и намагниченностью I в неоднородном магнитном поле $B(r)$ действует сила F_M [7]:

$$\vec{F}_M = grad(\vec{\mu} \cdot \vec{B}) \quad \text{или} \quad \vec{F}_M = (\vec{\mu} \cdot \vec{\nabla}) \vec{B}(\vec{r}), \quad (2)$$

где $\mu = IV$ – магнитный момент «омагниченной» нефти. Тогда модуль силы f_m , действующей на единицу массы нефти с плотностью ρ , равен

$$f_m = \frac{F}{m} = \frac{|\vec{I} \cdot \vec{\nabla} \vec{B}(r)|}{\rho}. \quad (3)$$

Таким образом, «омагниченная» магнитной жидкостью нефть перемещается в направлении максимального градиента энергии магнитного поля, а вода, как диамагнетик, «выталкивается» в область пространства с минимальным градиентом. Разделение эмульсии на две фазы происходит главным образом из-за действия силы (3) на «омагниченную» нефть. Однако обнаруженный нами эффект разделения эмульсии в сравнительно малых магнитных полях свидетельствует о наличии, по-видимому, и других механизмов воздействия неоднородного магнитного поля на эмульсию. Важными преимуществами данного способа обезвоживания нефти является то, что реагент – магнитная жидкость, в отличие от химических реагентов, например, деэмульгаторов, может быть извлечена из обезвоженной нефти с помощью магнитного поля и использована многократно, а намагничивающее устройство из магнитно-жесткого материала, создающее неоднородное магнитное поле, при эксплуатации не потребует никаких энергетических затрат.

Величина силы f_m , определенная по формуле (3), достигала по нашим оценкам значения 2g. При использовании в качестве намагничивающих устройств современных магнитно-жестких материалов, например, мощных NdFeB-магнитов можно увеличить величину f_m более, чем в 4 раза, при тех же условиях и, как следует из формул (1), в несколько раз увеличить скорость разделения эмульсии.

Физико-химические характеристики нефти, магнитной жидкости и постоянного кольцевого магнита

Нефть Русского месторождения Тюменской области	
Плотность, кг/м ³	932
Вязкость, 10 ⁻⁶ м ² /с при 30 ⁰ С	203,7
при 50 ⁰ С	63,1
Температура застывания, ⁰ С	-25
Магнитная жидкость	
Основной состав	магнетит керосин олеиновая кислота
Плотность, кг/м ³	990
Объемное содержание магнетита, %	8, 2
Намагниченность, кА/м	25,1
Размер частиц магнетита, нм	40 ÷ 60
Кольцевой магнит	
Основной состав	BaO 6Fe ₂ O ₃
Остаточная магнитная индукция, Тл	0,37
Радиус отверстия кольца, 10 ⁻² м	0,5

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Ершов О.Л., Жигалин Г.Я. Блохин Д.Ю. и др. Ферромагнитный сорбент и устройство для сбора нефтепродуктов с водных поверхностей. 10-я Международная Плесская конференция по магнитным жидкостям. Сб. научных трудов. 2002. С.439-442.
2. С.З. Калаева, В.М. Макаров, А.М. Шипилин. Магнитная жидкость из отходов производства //Экология и промышленность в России. Сентябрь. 2002.
3. Е.О. Антонова, Г.В. Крылов, А.Д. Прохоров, О.А. Степанов В.М. Основы нефтегазового дела.// М.: НЕДРА. 2003.
4. Лутошкин Г.С. Сбор и подготовка нефти, газа и воды. // М.: Недра. 1983.
5. Дытнерский Ю.И. Процессы и аппараты химической технологии. Ч.1.// М.: Химия. 1995.
6. Назаров В.В., Гродский А.С., Моргунов А.Ф. Практикум и задачник по коллоидной химии.// М.: ИКЦ «Академкнига». 2007.
7. Кринчик Г.С. Физика магнитных явлений.// М.: МГУ. 1976.

ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРА И ФОРМЫ НЕМАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ НА ВЫТАЛКИВАЮЩУЮ СИЛУ, ДЕЙСТВУЮЩУЮ НА НИХ В ГИДРОСТАТИЧЕСКОМ МАГНИТОЖИДКОСТНОМ СЕПАРАТОРЕ

Страдомский Ю.И., Филиппов В.А., Казаков Ю.Б.

Ивановский государственный энергетический университет
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34. Факс: (4932) 385785;

E-mail: office@politech.ivanovo.ru



Страдомский Юрий Иосифович – к.т.н., профессор кафедры электромеханики ИГЭУ. В 1962 году окончил Ивановский энергетический институт. Работает в ИГЭУ с 1965 года. Опубликовал 138 трудов, в том числе 36 статей, 15 авторских свидетельств, 4 статьи в иностранных журналах.



Филиппов Василий Александрович – магистр кафедры электромеханики ИГЭУ. В 2009 году защитил магистерскую диссертацию на тему «Разработка теории и методов проектирования магнитожидкостных сепараторов». Имеет 6 научных публикаций, в том числе 1 статью.



Казаков Юрий Борисович окончил Ивановский энергетический институт в 1976 г. В 2000 г. защитил докторскую диссертацию «Численное моделирование и разработка конструкций электрических машин с учетом взаимного влияния физических полей». Опубликовал 220 трудов, в том числе 63 статьи, авторское свидетельство, патенты на изобретения. Научный руководитель проблемной научно-исследовательской лаборатории прикладной феррогидродинамики, профессор, заведующий кафедрой электромеханики ИГЭУ, чл.-корреспондент АЭН РФ.

В рабочем зазоре магнитожидкостного сепаратора (МЖС) посредством конфигурации границ полюсных наконечников формируется неоднородное магнитное поле (рис.1,а и рис.1,б) с напряженностью H . В магнитной жидкости (МЖ) с намагниченностью M , помещенной в зазор МЖС, давление p распределяется в соответствии с уравнением Бернулли

$$p + \rho \cdot g \cdot y - u_m = \text{const}, \quad (1)$$

где $u_M = \mu_0 \int_0^H M dH$ – магнитная энергия единицы объема МЖ. На свободных поверхностях МЖ, проходящих через точки 1 и 2 (рис. 1,а), ввиду большого зазора скачок капиллярного давления отсутствует. Скачок магнитного давления также отсутствует, поскольку эти поверхности практически совпадают с магнитными силовыми линиями и на них нормальная составляющая напряженности H равна нулю. Давление в МЖ вблизи точек 1 и 2 равно внешнему давлению

$$p_1 = p_0, \quad p_2 = p_0. \quad (2)$$

С учетом этих граничных условий из уравнения Бернулли (1) получим соотношение

$$\rho \cdot g \cdot (y_2 - y_1) = u_{M2} - u_{M1}, \quad (3)$$

которое позволяет определять положение МЖ в рабочем зазоре МЖС. Координаты y_1 и y_2 можно найти, перемещая линейную зависимость $\rho \cdot g \cdot \Delta y = \Delta u_r$, характеризующую потенциальную энергию МЖ в гравитационном поле, параллельно самой себе (рис.1,б) до пересечения с зависимостью $u_M(y)$ в точках 1 и 2.

На основе выполнения уравнения Бернулли в произвольной точке и в точке 2 имеем

$$p + \rho \cdot g \cdot y - u_M = p_2 + \rho \cdot g \cdot y_2 - u_{M2}.$$

Учитывая граничное условие (2) в точке 2, получим выражение, характеризующее изменение давления в МЖ относительно внешнего давления

$$p = p_0 + \Delta p_r + \Delta p_M, \quad (4)$$

$$\Delta p_r = \rho \cdot g \cdot (y_2 - y), \quad \Delta p_M = u_M - u_{M2},$$

где Δp_r и Δp_M – приращение давления соответственно за счет гравитационных и магнитных сил, действующих на МЖ. Со стороны МЖ на погруженное в нее немагнитное тело с внешней поверхностью σ и объемом V в направлении оси y действует сила

$$F = - \left[\int_{\sigma} p \bar{e}_y \cdot d\sigma \right] = F_A + F_M, \quad (5)$$

$$F_A = \rho \cdot g \cdot V, \quad F_M = - \left[\int_{\sigma} u_M \bar{e}_y \cdot d\sigma \right].$$

Она состоит из двух составляющих: первая - сила Архимеда F_A , вторая – магнитная сила F_M , которая зависит от распределения удельной магнитной энергии МЖ u_M на поверхности частицы. В свою очередь u_M зависит от распределения напряженности H в объеме МЖ.

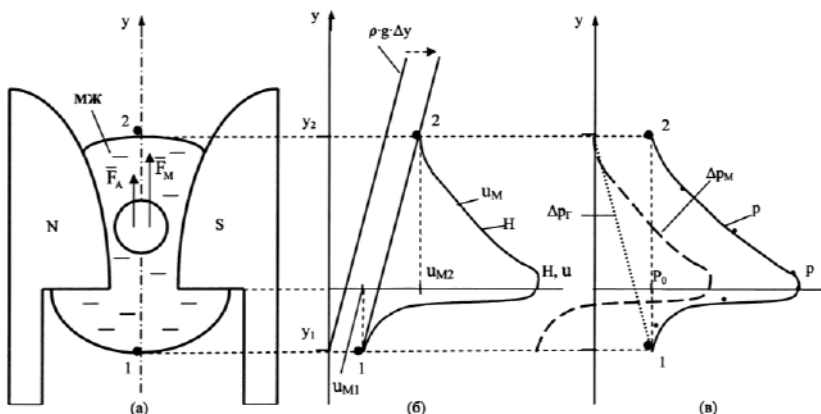


Рис. 1. Рабочий зазор гидростатического магнитожидкостного сепаратора – (а) и изменение по высоте МЖ энергий – (б) и давления – (в)

Немагнитная частица имеет магнитную проницаемость вакуума μ_0 , которая меньше проницаемости МЖ $\mu_{ж}$. Это приводит к изменению картины распределения напряженности H и удельной магнитной энергии u_M вблизи немагнитной частицы. В результате возникает механизм влияния величины объема V и формы немагнитного тела на значение магнитной силы F_M . В имеющихся работах по теории и практическому использованию магнитожидкостной сепарации [1, 2, 3] этот вопрос не рассматривался.

Для проведения эксперимента использовалась установка, изображенная на рис. 2. Чтобы облегчить сбор МЖ (поз. 3), при снятии поля, в зазор между полюсами поз. 1 помещен немагнитный контейнер (поз. 2). Магнитное поле создавалось за счет протекания постоянного тока I в обмотке возбуждения, расположенной ниже изображенной полюсной системы. В эксперименте использовалась МЖ на керосине с намагниченностью насыщения $M_s = 17$ кА/м. В качестве немагнитных частиц использовались свинцовые частицы сферической формы с диаметром d , изменяющимся в пределах от 2,9 мм до 17,2 мм. В связи с этим минимальный зазор между полюсами δ устанавливался 19,5 мм.

О неравномерности зазора между полюсами можно судить по рис. 2, который выполнен в масштабе. Начальное значение тока в обмотке выбиралось из условия гарантированного всплытия свинцовых частиц на верхнюю поверхность МЖ. Величина тока составляла 2 А, при этом индукция в минимальном зазоре равнялась 0,6 Тл. В контей-

нер 2 заливалась МЖ, высота столба которой составляла около 40 мм. На поверхность МЖ помещалась свинцовая частица. Далее при плавном уменьшении тока в катушке возбуждения фиксировались его значения при полном погружении частицы в МЖ $I_{\text{погр}}$ (поз. 4 на рис. 2) и падении частицы $I_{\text{пад}}$ (поз. 5 на рис. 2). Значения токов в зависимости от размера частиц приведены в таблице 1 и на рис. 3.

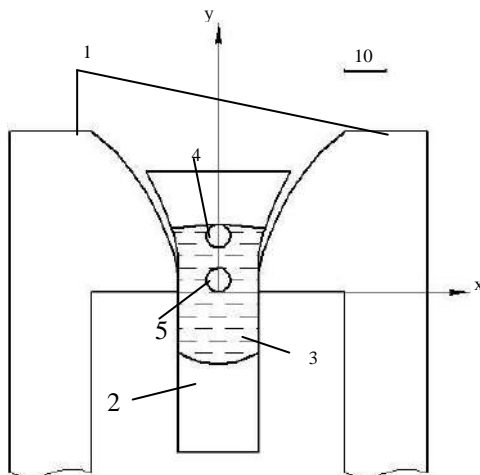
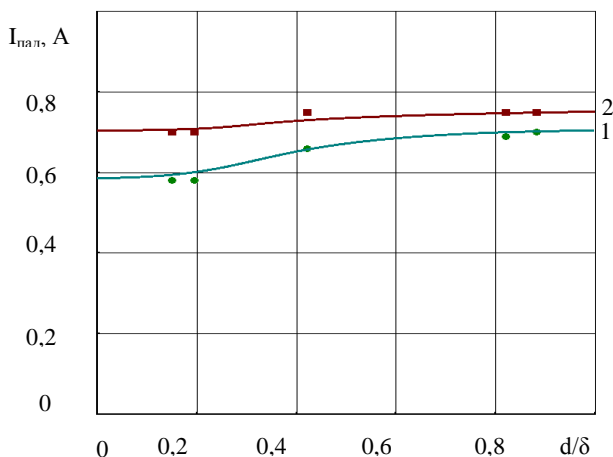


Рис. 2. Экспериментальная установка

Таблица 1

Влияние размера частиц на величину токов, соответствующих погружению и падению частиц

d, мм	2,9	3,8	8,2	16	17,2
$I_{\text{пад}}$, А	0,58	0,58	0,66	0,69	0,7
$I_{\text{погр}}$, А	0,7	0,7	0,75	0,75	0,75
d/δ	0,15	0,195	0,421	0,821	0,882


 Рис. 3. Зависимость тока $I_{пад}$ – 1 и тока $I_{погр}$ – 2 от диаметра частиц

В состояниях падения и погружения частицы выполняется второй закон Ньютона: равенство суммы выталкивающих сил (Архимеда и магнитной) и силы тяжести. В обоих состояниях сила Архимеда

$$\rho \cdot g \cdot V + \mu_0 \cdot M \cdot |\nabla H| \cdot V = \rho_{ч} \cdot g \cdot V \quad (6)$$

и сила тяжести не изменяются. Поэтому для обоих положений магнитная сила также должна быть неизменной, т.е. должно выполняться равенство модулей градиента напряженности $|\nabla H|$. Согласно экспериментальным и расчетным исследованиям магнитного поля в рабочем зазоре (рис. 4) градиент напряженности в области погружения меньше, чем в области падения частицы при определенном значении тока возбуждения. Для получения равных значений $|\nabla H|$ ток погружения $I_{погр}$ должен быть больше тока падения $I_{пад}$, что подтверждается экспериментальными данными (табл. 1, рис. 3).

Графики $I_{пад}(d)$ и $I_{погр}(d)$ (рис. 3) подтверждают предполагаемое влияние объема немагнитной частицы на величину выталкивающей магнитной силы F_M . При заданном токе возбуждения I с увеличением диаметра немагнитной частицы d напряженность H и ее градиент в области расположения частицы уменьшается, что вызывает уменьшение F_M . Для поддержания F_M на прежнем уровне для сохранения равенства (6) ток возбуждения необходимо увеличивать. В области падения ча-

стицы рабочий зазор имеет наименьшее значение и при отсутствии частицы весь заполнен МЖ. В зоне же погружения значение рабочего зазора больше и МЖ его заполняет частично. Увеличение размера немагнитной частицы в области падения в большей мере влияет на уменьшение градиента напряженности поля, что вызывает необходимость в большей мере увеличивать ток возбуждения $I_{пад}$, по сравнению с $I_{погр}$.

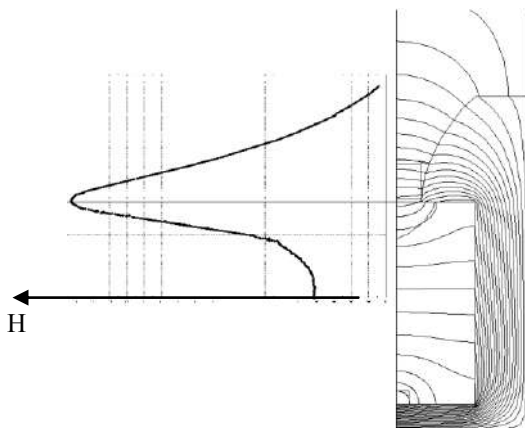


Рис. 4. Картина поля и распределение напряженности в рабочем зазоре МЖС

С целью сравнения теории с экспериментом был выполнен расчет магнитного поля в МЖС методом конечных элементов, который позволяет рассчитывать плоские поля. Для упрощения определения выталкивающей магнитной силы F_M была принята прямоугольная форма сечения немагнитного тела (рис. 4). F_M определялась по разнице давлений в МЖ на верхней и нижней границах тела. Для выталкивания свинцового тела требуется большая напряженность магнитного поля. В этом случае МЖ находится в состоянии насыщения с намагниченностью M_S . В МЖ магнитная энергия u_M и давление p будут пропорциональны напряженности H .

Был выполнен расчет поля для двух случаев: без тела в зазоре и с немагнитным телом с размерами: ширина – 19 мм, высота – 13,5 мм. Площадь сечения прямоугольного тела эквивалентна площади сечения сферического тела с наибольшим диаметром 17,2 мм в эксперименте. Согласно результатам расчета магнитная сила для выбранного немагнитного тела составляет 0,87 от магнитной силы, действующей на не-

магнитное тело столь малых размеров, что оно не влияет на распределение напряженности в зазоре. Согласно графику $I_{\text{пад}}(d)$ (рис. 3) в эксперименте уменьшение силы F_M составила $0,58 \text{ A}/0,66 \text{ A} = 0,88$.

Для выяснения влияния формы тела на силу F_M было проведено экспериментальное исследование с немагнитными телами сферической формы со значениями диаметра $d_1 = 3,8 \text{ мм}$ и $d_2 = 8,2 \text{ мм}$ и плоской формы, полученной путем сплющивания указанных сферических частиц. Переход от сферической к форме к плоской сопровождается уменьшением выталкивающей силы F_M в пределах 4 – 5%.

Таблица 2
Влияние формы частиц на величину токов, соответствующих погружению и падению частиц

объем, мм ³	29		289	
форма	сфера, d = 3,8 мм	диск высотой 0,4 мм	сфера, d = 8,2 мм	диск высотой 2 мм
$I_{\text{пад}}, \text{ A}$	0,6	0,625	0,69	0,725
$I_{\text{погр}}, \text{ A}$	0,79	0,8	0,8	0,85

Выводы. Увеличение объема немагнитного тела, находящегося в рабочем зазоре МЖС, способствует уменьшению магнитной силы, действующей на тело со стороны МЖ. Для одиночного сферического тела, диаметр которого не превышает 90% ширины зазора МЖС, величина уменьшения силы не более 15%. Отклонение формы тела от сферической вызывает уменьшение силы в пределах 4-5%.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Берковский, Б.М. Магнитные жидкости / Б.М.Берковский, В.Ф.Медведев, М.С.Краков – М.: Химия, 1989. – 240с.
2. Гогосов, В.В. Магнитожидкостные сепараторы / В.В.Гогосов. Р.Д.Смолкин // Механизация и автоматизация производства. – 1990. - №4. – С.32-33.
3. Страдомский, Ю.И. Анализ движения частиц в зазоре сепаратора на основе нанодисперсных магнитных жидкостей / Ю.И.Страдомский, Ю.Б.Казаков Ю.Б., В.А.Филиппов // II Всероссийская научная конференция «Физико-химические и прикладные проблемы магнитных дисперсных наносистем». Сборник научных трудов. – Ставрополь, 2009. – С.246 – 252.

ТРЕХМЕРНАЯ МОДЕЛЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ГЕРМЕТИЗАТОРА НА ОСНОВЕ МАГНИТНОЙ НАНОЖИДКОСТИ

Лебедев В.Д., Сайкин М.С.

Ивановский государственный энергетический университет
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34. Факс: (0932)385701;

E-mail: office@polytech.ivanovo.ru



Лебедев Владимир Дмитриевич закончил электроэнергетический факультет Ивановского государственного энергетического университета им. В.И.Ленина по специальности «Автоматическое управление электроэнергетическими системами» в 1993 году. После окончания университета был зачислен в аспирантуру. В 1997 году в ИГЭУ защитил кандидатскую диссертацию на тему: «Разработка магнитотранзисторных датчиков тока для систем защиты и измерений». Научный руководитель д.т.н., профессор Слышалов Владимир Константинович. С 1997 года на преподавательской работе. Является доцентом кафедры теоретических основ электротехники и электротехнологий. Имеет 62 публикации, в том числе 18 статей.



Сайкин Михаил Сергеевич закончил электромеханический факультет Ивановского энергетического института им. В.И. Ленина по специальности «Электрические машины» в 1979 году. 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 магнитожидкостных герметизаторов специального технологического оборудования». Научный руководитель – Заслуженный деятель науки и техники, д.т.н., проф. Шелькалов Юрий Яковлевич, научный консультант - д.т.н., проф. Казаков Юрий Борисович. Имеет 103 публикации, в том числе 23 статьи и 35 разработок, защищённых охранными документами. С 2000 является доцентом кафедры теоретических основ электротехники и электротехнологий, «Заслуженный изобретатель России».



Фёдорова Ольга Евгеньевна закончила электроэнергетический факультет Ивановского государственного энергетического университета им. В.И.Ленина по специальности «Электротехнологические установки и системы» в 2009 году. Научной работой начала заниматься с 3 курса. Имеет 7 публикаций, в том числе 2 статьи. Работает ассистентом кафедры теоретических основ электротехники и электротехнологий.

Одним из основных этапов проектирования герметизаторов на основе магнитной наножидкости (МНЖГ) является расчёт магнитного поля. Результатом расчёта являются графики распределения магнитной индукции и напряжённости в рабочем зазоре МНЖГ на основании которых определяется критический перепад давлений. Кроме этого,

проводится оценка влияния градиента магнитного поля на перераспределение магнитной наножидкости (МНЖ) в рабочем зазоре МНЖГ [1].

Интегрированные среды [2,3] позволяли решать только двумерные задачи моделирования МНЖГ для случая плоскопараллельного или плоскомеридианного полей.

Для некоторых практических задач такое моделирование не является корректным. Например, при эксцентриситете герметизируемого вала, для моделирования магнитного поля в рабочем зазоре МНЖГ, большую точность расчётов может обеспечить трёхмерное решение задачи.

В этом случае, для моделирования магнитного поля МНЖГ целесообразно использовать интегрированную среду «COMSOL Multiphysics». Её основные преимущества состоят в следующем:

- моделирование 3-х мерных полей;
- возможность совмещения в одной рассматриваемой модели треугольных и прямоугольных элементов;
- в качестве элементов можно использовать – тетраэдры, призмы, кэксаэдры.

На рис.1 представлен пример разбиения расчётной области МНЖГ на тетраэдры и гексаэдры.

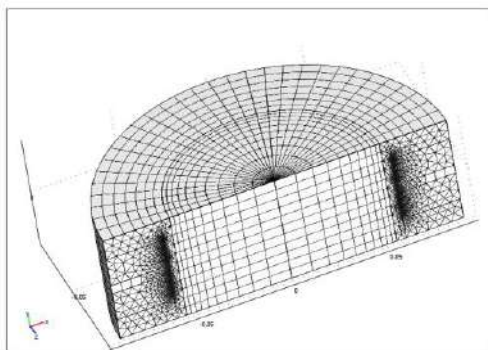


Рис.1

Общее число элементов данной модели 194878. Число узлов сетки 33498. Число степеней свободы уравнений 1243582. Время расчёта одного варианта представленной модели на 4 ядерном 64 разрядном ПК, с оперативной памятью 6 Гб и частотой процессора 2 ГГц составило 60 минут.

Решение поставленной задачи основано на уравнениях Максвелла:

$$\nabla \times \bar{H} = 0; \nabla \times \bar{B} = 0 \quad (1)$$

Расчёт магнитного поля осуществляется в пространстве в наиболее удобной форме, записанной для векторного магнитного потенциала \bar{A} , величина которого связана с вектором магнитной индукции \bar{B} следующим выражением:

$$\bar{B} = \nabla \times \bar{A} \quad (2)$$

Уравнение, записанное для любой точки пространства с учётом того, что остаточная магнитная индукция может быть представлена как «внешнее» воздействие, имеет вид:

$$\nabla \times \left(\mu_0^{-1} \mu_r^{-1} \nabla \times \bar{A} + \bar{B}_r \right) = 0 \quad (3)$$

Свойства магнитного вещества наиболее удобно моделировать зависимостью, в которой используется вектор остаточной магнитной индукции. В этом случае:

$$\bar{B} = \mu_0 \mu_r \bar{H} + \bar{B}_r \quad (4)$$

Векторные величины \bar{A} и \bar{B} в 3D – пространстве в общем случае являются функциями трёх координат:

$$\bar{A} = (A_x, A_y, A_z), \quad \bar{B} = (B_x, B_y, B_z), \quad \bar{B}_r = (B_{rx}, B_{ry}, B_{rz}) \quad (5)$$

При 3D-моделировании существенное значение имеет правильный выбор системы координат, что может привести к обнулению некоторых компонент поля. Например, для постоянного магнита с одним направлением намагниченности при соответствующем выборе координат, вектор \bar{B}_r в модели будет представлен как:

$$\bar{B}_r = (0, 0, B_{rz}) \quad (6)$$

Результатом расчёта является картина магнитного поля, представленная на рис.2

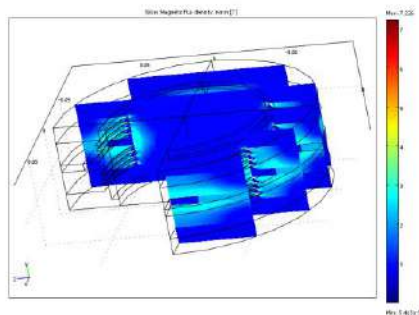


Рис. 2

Программный комплекс позволяет получить распределение параметров магнитного поля по любой рассматриваемой плоскости и проводить анализ его изменения по всей объёму МНЖГ.

Задача может быть решена с использованием скалярного магнитного потенциала, что в 3 раза снизит размерность задачи.

Основное уравнение магнитного поля записана как:

$$-\nabla \left(\mu_0 \mu_r \nabla V_r - \vec{B}_r \right) = 0 \quad (7)$$

где: V_r -скалярный магнитный потенциал.

В общем случае:

$$\mu_r = \begin{bmatrix} \mu_{11} & \mu_{12} & \mu_{13} \\ \mu_{21} & \mu_{22} & \mu_{23} \\ \mu_{31} & \mu_{32} & \mu_{33} \end{bmatrix} \quad (8)$$

Граничные условия записываются на основании непрерывности вектора магнитной индукции, а на внутренних границах действует условие непрерывности, т.е. значения векторного потенциала не может изменяться скачком.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Казаков Ю.Б., Сайкин М.С., Щелькалов Ю.Я. Учёт перераспределения магнитных частиц в магнитной жидкости, находящейся в неоднородном магнитном поле герметизатора // Электротехника, N12, 2003, - С. 20-24.
2. Лебедев В.Д., Сайкин М.С. Использование интегрированной среды «MATLAB» для моделирования магнитной цепи магнитожидкостных герметизаторов./ Вестник научно-промышленного общества, М: Изд-во «АЛЕВ-В», Вып. 7, 2004, С.19-24.
3. Лебедев В.Д., Сайкин М.С. Моделирование магнитного поля магнитожидкостных герметизаторов в интегрированной среде «FEMLAB». /Сборник научных трудов 12-й Международной Плесской конференции по магнитным жидкостям, Россия, Плесь, 2006 г., с.383-387 (Август- сентябрь 2006 г.).

КОНСТРУКЦИИ ГЕРМЕТИЗАТОРОВ С МАГНИТНОЙ НАНОЖИДКОСТЬЮ ДЛЯ УЗЛОВ СЕЛЬСКОХОЗЯЙСТВЕННОЙ ТЕХНИКИ

Баусов А.М., Сайкин М.С., Семенов И.В., Шевяков А.Н.
Ивановская государственная сельскохозяйственная академия
имени академика Д.К. Беляева

153012, г. Иваново, ул. Советская, 45. Факс (4932) 328144

E-mail: Bausov@inbox.ru

Ивановский государственный энергетический университет
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34. Факс: (4932) 385701;

E-mail: office@polytech.ivanovo.ru



Баусов Алексей Михайлович закончил Ивановский государственный сельскохозяйственный институт по специальности «Инженер-механик» в 1985 году. В 1991 году в МИИСП имени В.П.Горячкина защитил кандидатскую диссертацию на тему: «Повышение долговечности подшипниковых узлов вентиляторов тракторов класса 0,6 и 0,9 применением магнитоожидкостных уплотнений». В 2004 году в МГАУ имени В.П. Горячкина защитил докторскую диссертацию на тему: «Комбинированные магнитоожидкостные уплотнения подшипниковых узлов сельскохозяйственной техники». Научный руководитель – Заслуженный деятель науки и техники РФ, д.т.н., проф. Тельнов Николай Федорович; д.т.н., проф. Сизов Александр Павлович. Имеет 87 публикаций, в том числе 1 монографию. С 1985 года на преподавательской работе. Является заведующим кафедрой «Технический сервис» ФГОУ ВПО Ивановская ГСХА имени академика Д.К.Беляева.



Сайкин Михаил Сергеевич закончил электромеханический факультет Ивановского энергетического института им. В.И. Ленина по специальности «Электрические машины» в 1979 году. С 1980 по 2000 год работал в Специальном конструкторско-технологическом бюро «Полюс». В 1998 году в МЭИ (ТУ) защитил кандидатскую диссертацию на тему: «Разработка и исследование электромеханических магнитоожидкостных герметизаторов специального технологического оборудования». Научный руководитель – Заслуженный деятель науки и техники, д.т.н., проф. Щелькалов Юрий Яковлевич, научный консультант - д.т.н., проф. Казаков Юрий Борисович. Опубликовал 103 научных работы, в том числе 23 статьи. Имеет 35 разработок, защищённых охранными документами. С 2000 является доцентом кафедры теоретических основ электротехники и электротехнологий, «Заслуженный изобретатель России».



Семенов Иван Вячеславович закончил Ивановскую государственную сельскохозяйственную академию имени академика Д.К.Беляева по специальности «Инженер» в 2005 году. С 2005 года является аспирантом кафедры «Технический сервис» Ивановской государственной сельскохозяйственной академии имени академика Д.К.Беляева. Научный руководитель – д.т.н., профессор кафедры «Технический сервис» ИГСХА Баусов Алексей Михайлович; научный консультант - к.т.н., доцент кафедры «Теоретические основы электротехники и электро-технологии» ИГЭУ Сайкин Михаил Сергеевич. Опубликовал 9 научных статей. С 2005 года работает на станции технического обслуживания автомобилей. Является инженером по гарантии автомобилей марок ГАЗ и Mitsubishi.



Шевяков Алексей Николаевич закончил Ивановскую государственную сельскохозяйственную академию имени академика Д.К.Беляева по специальности «Инженер» в 2005 году. С 2005 года является аспирантом кафедры «Технический сервис» Ивановской государственной сельскохозяйственной академии имени академика Д.К.Беляева. Научный руководитель – д.т.н., профессор кафедры «Технический сервис» ИГСХА Баусов Алексей Михайлович; научный консультант - к.т.н., доцент кафедры «Теоретические основы электротехники и электро-технологии» ИГЭУ Сайкин Михаил Сергеевич. Опубликовал 9 научных статей. С 2005 года на преподавательской работе. Является старшим преподавателем кафедры «Тракторы и СХМ» ФГОУ ВПО Ивановская ГСХА имени академика Д.К.Беляева.

Разработка уплотнений для вращающихся валов автотракторной техники и технологического оборудования агропромышленного комплекса имеет ряд особенностей связанных с тяжёлыми условиями эксплуатации.

Прежде всего, это высокая степень загрязнённости и запылённости окружающей среды, прямой контакт с водой, маслом и другими жидкостями, широкий диапазон скоростей вращения валов и температур. Поэтому высокая надёжность и долговечность герметизаторов определяет в целом ресурс работы сельскохозяйственных машин.

Вынужденные простои в работе технологического оборудования и автотракторной техники наносят значительный экономический ущерб сельскохозяйственным предприятиям.

По данным Владимирского тракторного завода, НАТИ, ремонтных предприятий Владимирской и Ивановской областей отказы подшипниковых узлов вентиляторов дизелей тракторов класса 0,6 и 0,9 (Д21А и Д144), передних колёс и валов отбора мощности тракторов класса 0,9 и 1,4, возникают уже при наработках 50...360 моточасов. Изнашивание уплотнений, недостаточная герметичность приводят к утечке смазывающего материала и разрушению подшипника. Поэтому одним из направлений в разработке новых конструкций уплотнений для сельскохозяйственных

машин и технологического оборудования является создание комбинированных герметизаторов с магнитной наножидкостью (КМНЖГ). В них удаётся реализовать достоинства традиционных типов уплотнений и герметизаторов с магнитной наножидкостью. Первые относятся к контактному уплотнению, а вторые к бесконтактным.

В качестве контактных уплотнений целесообразно применение торцовых уплотнений [1]. Для смазки таких уплотнений, как правило, используется уплотняемая среда, например, магнитная наножидкость (МНЖ), смазочные свойства которой хорошо известны [2].

Магнитожидкостные герметизаторы (МНЖГ) обладают практически абсолютной герметичностью, что является их преимуществом, по сравнению с традиционными типами уплотнений. Однако они не допускают прямого механического контакта МНЖ со средой, содержащей пыль и грязь. Такой контакт приводит к полной потере эксплуатационных свойств МНЖ, её перемешиванию с герметизируемой средой и МНЖГ утрачивает свою работоспособность.

Поэтому целесообразно использовать следующую конструктивную схему КМНЖГ: торцевое уплотнение 1 – МНЖГ – торцевое уплотнение – 2. Такая схема исключает механическое взаимодействие МНЖ с внешней средой, а также перемешивание с маслом, находящимся в герметизируемом объёме. Кроме этого, МНЖ является смазкой для контактных торцовых уплотнений.

Такую конструктивную схему КМНЖГ целесообразно применять, например, для герметизации ступиц ведущих мостов автомобилей ГАЗ-3302, в смесителях СМ-1,7, ОМК-4, СМК-0,56.

Другим направлением в разработке конструкций герметизаторов является введение элемента, который защищает рабочий зазор МНЖГ от попадания в него магнитных включений. В случае попадания магнитных включений в рабочий зазор МНЖГ может произойти механическое повреждение зубцов МНЖГ и возникновение магнитопроводных цепочек в рабочем зазоре. Это приводит к нарушению, а в некоторых случаях вызывает потерю работоспособности МНЖГ.

Необходимость в таких конструкциях может возникнуть при герметизации вращающихся валов технологического оборудования перерабатывающих предприятий сельского хозяйства.

На рис. 1 представлена конструкция МНЖГ для уплотнения вращающихся валов, в герметизируемом объёме находится среда, содержащая магнитные включения [3]. МНЖГ состоит из кольцевой магнитной системы, включающей в себя постоянный магнит 1, намагниченный в осевом направлении, к торцевым поверхностям которого

примыкают полюсные приставки 2 и 3, образующие рабочий зазор δ с вращающимся валом 4, который заполнен МНЖ 5.

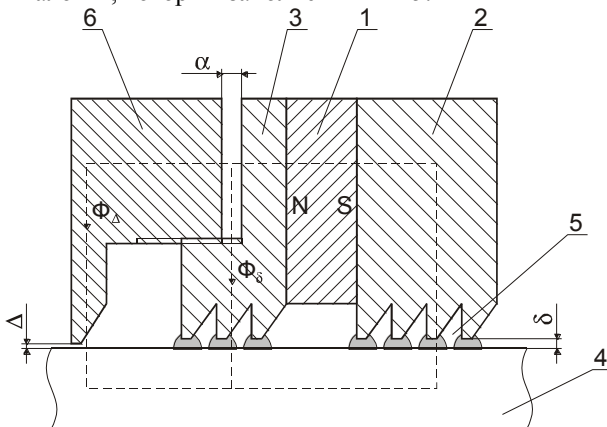


Рис.1

Для исключения попадания в рабочий зазор δ магнитных включений со стороны герметизируемой среды предусмотрен защитный элемент, который является частью магнитопровода. Он выполнен в виде магнитопроводной втулки 6 с зубцом, обращённым к валу и образующим с ним зазор Δ . Величина этого зазора может отличаться от величины рабочего зазора δ . На обращённых друг к другу цилиндрических поверхностях полюсной приставки 3 и магнитопроводной втулки 6 выполнена резьба.

Магнитный поток Φ_{Δ} проходит по пути: постоянный магнит 1, полюсная приставка 3, магнитопроводная втулка 6, зазор Δ , вал 4, рабочий зазор δ , полюсная приставка 2, постоянный магнит 1. Магнитные включения, попадая в зазор Δ , удерживаются в нём пондеромоторной силой, что исключает их попадание в рабочий зазор δ и контакт с МНЖ.

Величина магнитного потока Φ_{Δ} , а значит и пондеромоторной силы может регулироваться за счёт изменения величины регулируемого зазора α , что достигается за счёт выполнения резьбы на обращённых друг к другу цилиндрических поверхностях магнитопроводной втулки 6 и выступа полюсной приставки 3. При увеличении зазора α возрастает сопротивление для прохождения магнитного потока Φ_{Δ} , что приводит к уменьшению величины пондеромоторной силы. При наполнении зазора Δ магнитными включениями производится демонтаж магнитопроводной втулки 6. После

очистки зазора Δ от магнитных включений, магнитопроводная втулка б устанавливается на прежнее место.

Такая конструкция позволяет повысить надёжность работы МНЖГ при герметизации сред, содержащих магнитные включения.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Мельник В.А. Торцовые уплотнения валов: справочник. – М.: Машиностроение, 2008. – 320 с.
2. Орлов Д.В., Михалёв Ю.О., Мышкин Н.К., Подгорков В.В., Сизов А.П. Магнитные жидкости в машиностроении. – М.: Машиностроение, – 1993. -270 с.
3. Сайкин М.С. Магнитожидкостное уплотнение вала для сред с магнитными включениями. Патент на полезную модель, Российская Федерация N 83819, МКИ F16J 15/00, Приоритет от 29.01.2009, опубл. 20.06.2009, Бюл. N 17.

К УСТОЙЧИВОСТИ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Сизов А.П., Сергеев Е.В., Снегирев Д.Г.

Ивановская государственная сельскохозяйственная академия

им. академика Д.К. Беляева

153012, г. Иваново, ул. Советская, 45. тел./факс 32-81-44

Е-mail: ivgsha@tpi.ru

Ивановский институт Государственной противопожарной службы
МЧС России, г. Иваново, Россия.



Сизов Александр Павлович окончил Ивановский энергетический институт в 1966 году. В 1985 году защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора технических наук по теме: «Повышение надежности узлов машин с использованием магнитных жидкостей» Имеет 140 научных публикаций, в том числе 35 статей, 42 авторских свидетельства на изобретения и патентов РФ, 8 статей в иностранных журналах. В настоящее время является заведующим кафедрой «Механизация и электрификация» д.т.н., проф. Ивановской государственной сельскохозяйственной академии. Лауреат премии Правительства РФ в области науки и техники.



Сергеев Евгений Владимирович окончил в 1994 году Высшую инженерную пожарно-техническую школу МВД РФ. Имеет 10 научных публикаций. В настоящее время начальник кафедры «Пожарная автоматика» Ивановского института ГПС МЧС РФ.



Снегирев Дмитрий Геннадьевич окончил Ивановский химико-технологический институт в 1989 году. В 1997 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме: «Синтез триизоиндолбензолмакрогетероцикла и изучение его металлокомплексов в качестве полифункциональных стабилизаторов полимеров». Имеет 16 научных публикаций, в том числе 1 патент РФ. В настоящее время заместитель начальника Ивановского института ГПС МЧС РФ по учебной работе.

Созданы магнитные жидкости (МЖ) на основе использования принципов коллоидной химии. Как многофазная система, состоящая из твердых ферромагнитных частиц, базовой жидкости и поверхностно-активного вещества при внедрении МЖ в магнитоуправляемые устройства потребовалось проведение исследований устойчивости к разделению на твердую и жидкую составляющую при наложении магнитного поля. Такие магнитные поля создаются в устройствах

предназначенных для герметизации вращающихся валов, которые названы магнитожидкостными уплотнениями (МЖУ).

В результате длительных испытаний, при уплотнении газовых сред с различными перепадами давления установлено, что МЖУ имеют три характерных режима работы в зависимости от величины момента трения. При этом момент трения в МЖУ является не только параметром, характеризующим технические возможности МЖУ, но и стабильность МЖ во времени. Этот параметр является показателем процессов происходящих в объеме магнитной жидкости находящейся при воздействии неоднородного магнитного поля МЖУ сформированного в его рабочем зазоре. Для исследования реологических характеристик МЖ использовался ротационный магнитогаузометр, на котором применяется магнитная система позволяющая проводить испытания при различных напряжениях магнитного поля и его распределении. Исследования реологических характеристик повторялись через определенные промежутки времени. В этом случае данные измерений не имели различные значения. На основе исследований сделан вывод о влиянии на реологические параметры устойчивости МЖ.

Исследования реологии позволяют получить информацию о параметрах МЖ приготовленных по различной технологии, на различных компонентах при изменении магнитного поля и представляют предварительную информацию о МЖ, которая сравнивается с аналогичными параметрами магнитной жидкости, обеспечивших наиболее высокую долговечность уплотнений.

Как показали результаты исследований, в полной мере информацию о долговечности МЖУ дают исследования момента трения при одновременном воздействии магнитного поля и компенсируемого перепада давления. На рис. 1 приведена обобщенная характеристика изменения момента трения в МЖУ полученная путем длительных наблюдений за работой различных МЖУ отличающихся в основном только размерами магнитной системы выполненной по классическому варианту вал-полусные приставки кольцевой постоянный магнит, рабочий зазор между валом и полюсными приставками заполнен МЖ (рис. 1).

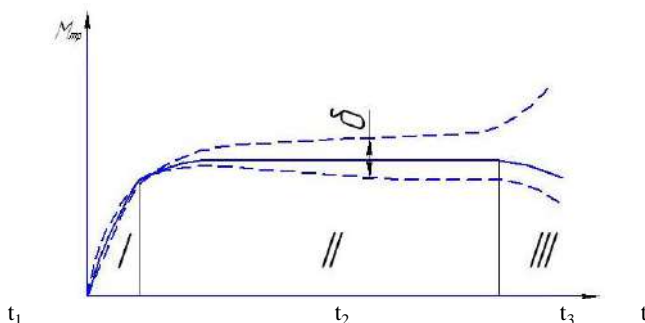


Рис. 1. Изменение момента трения в МЖУ от времени работы

Полученную зависимость изменения $M_{тр}$ при работе МЖУ возможно разделить на три области. В первой области происходит возрастание $M_{тр}$ за счет перераспределения концентрации феррочастиц под действием неоднородного магнитного поля МЖУ. Этот процесс формируется в направлении компенсируемого перепада давления под действием $\text{grad } H$. При этом, возрастание частоты вращения уплотняемого вала n ускоряется процесс перераспределения концентрации феррочастиц.

В области II наблюдается стабильная величина $M_{тр}$ в определенном диапазоне времени, при этом отклонения δ характеризует $\delta = M_{тр \max} - M_{тр \min}$ и чем меньше величина δ , тем больше ресурс работы МЖУ (время сохранения заданной герметичности МЖУ).

В III области наблюдается значительная нестабильность величины $M_{тр}$ это область предаварийной ситуации, которая заканчивается полной потерей герметичности МЖУ.

При изменении начальной объемной концентрации феррочастиц C_{V0} в III области $M_{тр}$ может возрастать во времени или уменьшаться. Таким образом, сделан вывод, что на зависимость $M_{тр} = f(t)$ начальная объемная концентрация феррочастиц оказывает значительное влияние на время t_1 ; t_2 ; t_3 и в значительной степени на время t_2 определяющее стабильные параметры МЖУ и время его безотказной работы.

Проведены исследования, в которых в качестве феррочастиц используется магнетит или карбонильное железо. Результаты исследований показали, что оптимальная концентрация феррочастиц $C_{V\text{опт}}$ для указанных МЖ, т.е. концентрация, обеспечивающая максимальную долговечность МЖУ различная. Так для МЖ на основе магнетита она составляет $C_{V\text{опт}} \approx 6\%$, а для МЖ на основе частиц карбонильного железа $C_{V\text{опт}} \approx 11\%$. Различие в $C_{V\text{опт}}$ возможно объяснить величиной намагниченности насыщения материала феррочастиц I_s , которая уве-

личивается приблизительно в 5 раз для феррочастиц на основе карбонильного железа. Визуальные наблюдения за работой МЖУ при герметизации газовых сред показали, что МЖ на основе магнетита с оптимальной концентрацией наблюдается длительное время без изменения поверхности ее находящиеся со стороны уплотняемой среды (вакуум). МЖ на основе частиц карбонильного железа при работе в аналогичных условиях с $C_{\text{вонт.}}$ после образования со стороны вакуума кольца из МЖ, устойчиво работают без изменения поверхности кольца определенное время, после чего наблюдается небольшое выделение жидкости-носителя и затем возрастание объема кольца из МЖ. Все наблюдаемые процессы изменения формы магнитной жидкости на границе ее контакта с уплотняемой средой, происходят в МЖ при вращении вала. При работе с МЖ на магнетите указанные процессы выражены незначительно. Поэтому, увеличение I_s феррочастиц приводит не только к изменению намагниченности МЖ, но и к уменьшению ее устойчивости в магнитном поле.

Долговечность МЖУ при использовании магнетитовых МЖ значительно выше (в десятки раз). Проведенные исследования на электронном микроскопе указанных МЖ показали, что частицы магнетита и карбонильного железа имели близкие размеры и составляли в среднем около 8Нм.

Следовательно, для получения устойчивых МЖ на основе частиц карбонильного железа необходимо проводить работу по подбору ПАВ обеспечивающих наибольшую стабильность их в магнитном поле.

ДЕМПФИРУЮЩИЕ УСТРОЙСТВА НА ОСНОВЕ НАНОДИСПЕРСНЫХ МАГНИТОРЕОЛОГИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЕЙ

Казakov Ю.Б., Морозов Н.А., Радчук А.В.

Ивановский государственный энергетический университет
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34,
факс: (4932) 385701, тел: (4932) 385785;
E-mail: elmash@em.ispu.ru



Морозов Николай Александрович работает в ИГЭУ с декабря 1966 года после окончания ИЭИ. Под руководством Д.В. Орлова подготовил и защитил в 1973 году диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по исследованию вакуумных жидкометаллических уплотнений. Имеет более 80 научных публикаций, в том числе 4 авторских свидетельства на изобретение. Область научных интересов – магнитожидкостные устройства. Работает доцентом кафедры электромеханики ИГЭУ.



Радчук Александр Васильевич, магистр, закончил в 2010 году магистратуру при ИГЭУ: направление 140600.68 «Электротехника, электромеханика и электротехнологии» по специализации «Общая теория электромеханического преобразования энергии». Имеет 3 научные публикации. Область научных интересов – магнитожидкостные устройства и их компьютерное моделирование.

Разработка виброзащитных устройств и механизмов, способных эффективно гасить колебания всегда актуальна. В решении проблемы демпфирования необходимо опираться на специфику защищаемой системы и реализуемого ею динамического процесса. Устройства демпфирования колебаний, сконструированные с применением магнитоуправляемой реологической нанодисперсной магнитной жидкости (МЖ), позволяют легко управлять вязкостью рабочей жидкой среды, связывать демпфер с управляющими системами и плавно регулировать эффективность демпфирования без изменения конструкции и разборки устройства. Регулирование производится путем изменения напряженности магнитного поля в зазоре магнитожидкостного демпфера (МЖД), где находится МЖ. При изменении напряженности магнитного поля изменяется вязкость МЖ в рабочих зазорах и создается различный эффект демпфирования.

Возможны два принципиально различных типа конструкции МЖД: поворотные (вращающиеся, качающиеся) и прямоходовые (возвратно-поступательные). Поворотные МЖД имеют равномерный радиальный рабочий зазор за счет подшипников качения и минимальные посторонние силовые эффекты. В реальной практике прямоходовые цилиндрические демпферы более востребованы, но в них следует учитывать эксцентриситет подвижных элементов относительно корпуса и силы одностороннего тяжения, особенно ярко выраженные в цилиндрических системах, и другие эффекты, что существенно усложняет разработку МЖД такого типа.

В конструкции МЖД кроме вязкостной диссипации энергии колебания можно создать эффект магнитной пружины, позволяющий улучшать силовую характеристику демпфера, однако это возможно только на этапе проектирования.

Как во вращающихся, так и в прямоходовых конструкциях МЖД можно использовать подвижные элементы из ферромагнитного и немагнитного материалов. Недостатком ферромагнитного подвижного элемента является большое усилие одностороннего магнитного тяжения, значение которого в зависимости от величины магнитного поля не может быть определено однозначно. Если есть возможность сдвига подвижного элемента в поперечном к его движению направлении, то при касании корпуса возникает значительная сила трения. При значительном одностороннем магнитном тяжении наблюдается полусухое и сухое трение, которое трудно поддается оценке. Следует отметить и большую «мертвую зону» в проявлении магнитной пружины, что проявляется в малом изменении силы взаимодействия при начальном сдвиге ферромагнитного элемента относительно неподвижных полюсов.

Немагнитный подвижный элемент обладает способностью самоцентрироваться в магнитной жидкости между полюсами, но создаваемое им усилие на основе действия магнитной пружины значительно меньше, чем при использовании ферромагнитного подвижного элемента. Подвижный немагнитный элемент располагается в области с низкой магнитной проводимостью. Смещение его в область с высокой магнитной проводимостью вызывает изменение магнитной проводимости системы за счет вытеснения МЖ из зазора между полюсами. Появляется сила, стремящаяся вернуть немагнитный элемент в область с более низкой магнитной проводимостью. Подвижный магнитный элемент, напротив, располагается в области с высокой магнитной проводимостью. При смещении его в область с низкой магнитной проводимостью также происходит изменение магнитной проводимости системы и появляется сила, стремящаяся вернуть подвижный маг-

нитный элемент в область с высокой магнитной проводимостью. И в том и в другом случае действуют силы, направленные против смещения подвижного элемента. Решение вопроса о целесообразности использования вида материала подвижного элемента является важным при проектировании МЖД.

На рис. 1, 2 представлены принципиальные картины магнитных полей в зазоре δ , заполненном МЖ, под полюсами шириной b и длиной l при внедрении в него немагнитного (рис. 1) и при выходе из него магнитопроводящего (рис. 2) подвижного элемента толщиной a . Зазоры между подвижным элементом и полюсами обозначены Δ .

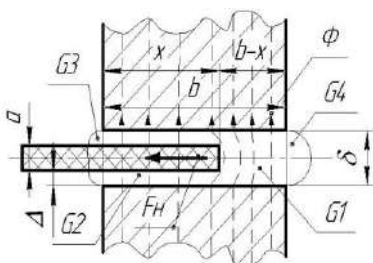


Рис. 1. Картина поля при внедрении в зазор немагнитного элемента

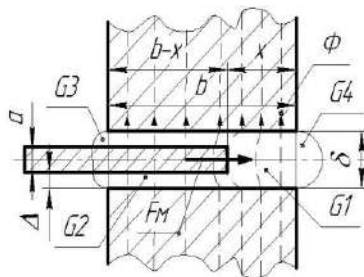


Рис. 2. Картина поля при выходе из зазора магнитопроводящего элемента

По мере продвижения немагнитного элемента под полюс происходит искривление магнитных силовых линий и концентрация их в области магнитной проводимости G_1 (рис. 1), что вызывает усилие, препятствующее внедрению немагнитного элемента под полюс системы. Немагнитный элемент, расположенный между областями с большими магнитными полями и заполненными МЖ, создает эффект магнитной пружины. По мере выхода магнитопроводящего подвижного элемента из зазора между полюсами магнитные силовые линии искривляются вслед за ним (рис. 2) и препятствуют удалению хорошо проводящего магнитный поток подвижного элемента из зазора.

Действующая на подвижный элемент сила определяется изменением полной магнитной проводимости G рабочего зазора под полюсом системы при внедрении подвижного немагнитного элемента или выходе магнитопроводящего элемента.

$$G = G_1 + G_2 + G_3 + G_4, \quad (1)$$

Проводимость G_1 определяется проводимостью магнитной жидкости в зазоре без подвижного элемента, а проводимость G_2 складывается из последовательных проводимостей двух зазоров Δ и прово-

димости подвижного элемента толщиной a . Обе эти проводимости практически линейно зависят от величины смещения x . Краевые проводимости полюсов G_3 и G_4 есть величины постоянные.

Магнитная сила F , действующая на смещающийся подвижный элемент, определяется выражением

$$F = \frac{1}{2} (Iw)_\delta^2 \frac{dG}{dx}, \quad (2)$$

где $(Iw)_\delta$ – падение намагничивающей силы в зазоре между полюсами системы. Проведя дифференцирование проводимости системы, окончательно получим при перемещении немагнитного подвижного элемента силу F_H и при перемещении магнитопроводящего элемента силу F_M .

$$F_H = \frac{1}{2} (Iw)_\delta^2 \mu_0 \mu_{ж} \frac{La}{\delta} \left(\frac{1 - \mu_{ж}}{\mu_{ж} a + 2\Delta} \right) \quad (3)$$

$$F_M = \frac{1}{2} (Iw)_\delta^2 \mu_0 \mu_{ж} \frac{La}{\delta} \left(\frac{\mu_{ж} - \mu_{ст}}{\mu_{ж} a + 2\Delta \mu_{ст}} \right). \quad (4)$$

Здесь μ_0 , $\mu_{ж}$, $\mu_{ст}$ – соответственно магнитная проницаемость вакуума, магнитной жидкости и стали магнитопровода, Гн/м; L – длина рабочего зазора, м; a , δ , Δ – соответствуют обозначениям рис. 1 и 2, м.

Величина магнитной проводимости зазора и ее изменение при перемещении магнитопроводящего подвижного элемента на порядок больше, чем при немагнитном элементе. Однако падение магнитного потенциала в зазоре больше при немагнитном элементе. Реально достижимые индукции магнитного поля в рассматриваемых конструкциях составляют 0,6 Тл при немагнитном подвижном элементе и 1,2 Тл при магнитопроводящем элементе. Следует иметь в виду, что для достижения магнитных полей таких величин с магнитным подвижным элементом требуется меньшая намагничивающая сила и объем постоянных магнитов, чем с немагнитным элементом.

Примем толщину элемента a равной $5 \cdot 10^{-3}$ м, величину зазора $\Delta = 0,5 \cdot 10^{-3}$ м, среднюю относительную магнитную проницаемость соответственно МЖ $\mu_{ж} = 2$ и материала ферромагнитного подвижного элемента и магнитопровода $\mu_{ст} = 1000$. Тогда при использовании постоянных магнитов для создания опорного магнитного потока в зазоре системы получим, что сила, действующая на подвижный магнитопроводящий элемент, будет только в 7 – 10 раз больше, чем при немагнитном элементе. Стремление получить еще большие силы при магнитопроводящем подвижном элементе за счет увеличения объема постоянных магнитов или катушек возбуж-

дения приведет к росту насыщения магнитопровода демпфера и не даст ожидаемого эффекта.

Использование магнитопроводящего подвижного элемента вызывает одностороннее прижатие его к полюсу системы. Направление сил прижатия носит случайный характер, но всегда направлено в сторону меньшего зазора между магнитным элементом и полюсом. Наличие МЖ в зазоре системы усиливает эффект одностороннего тяжения. В плоской магнитной системе сила одностороннего тяжения обратно пропорциональна минимальному зазору. Зависимость этой силы в цилиндрической магнитной системе несколько сложнее. На рис. 3 приведены кривые напряженности магнитного поля и ее градиента при эксцентричном смещении двух магнитопроводящих цилиндров. Аналогичная картина будет и при смещении магнитопроводящего подвижного элемента относительно полюсов в цилиндрической магнитной системе МЖД.

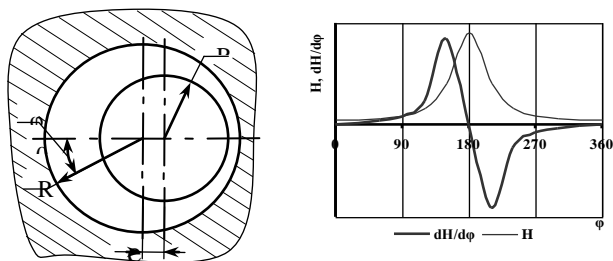


Рис. 3. Характер распределения напряженности и градиента магнитного поля в зазоре цилиндрической системы при эксцентриситете

Характер кривой градиента напряженности магнитного поля показывает, что МЖ втягивается в область минимального зазора и создает опорную силу для смещенного цилиндра. Сила одностороннего тяжения при значительном эксцентриситете больше опорной силы и при выдавливании МЖ может возникнуть сухое трение при относительном движении цилиндров.

Величину магнитной проводимости эксцентричного зазора между цилиндрами, диаметр которых D много больше величины зазора δ_0 в отсутствие эксцентриситета, можно вычислить с некоторыми приближениями по формуле

$$G_{\delta} = \mu_0 \frac{\pi D}{\delta_0} \sqrt{1-e^2}, \text{ где } \delta_0 = \frac{D_1 - D_2}{2}; \quad e = \frac{e'}{\delta_0}. \quad (5)$$

Тогда сила одностороннего тяжения определится как

$$F = \frac{1}{2} (Iw)^2 \mu_0 \frac{\pi D e}{\delta_0} \frac{1}{\sqrt{(1-e^2)^3}}. \quad (6)$$

Минимальный зазор между цилиндрами с учетом неплотности прилегания можно оценить величиной 0,05 – 0,1 мм при магнитной индукции 0,8 Тл. Тогда при диаметре цилиндров 100 мм сила одностороннего тяжения может достигать 2000 Н на единицу длины цилиндров, которая при ширине площади касания цилиндров примерно равной удвоенному зазору создаст давление до $100 \cdot 10^5$ Па. При таком давлении реально ожидать возникновения сухого трения между цилиндрами, что может быть нежелательно. Ещё большие силы будут возникать при неравномерном зазоре в плоской системе, где зазор будет минимален под всей плоскостью подвижной пластины. Практика конструирования МЖ устройств показывает, что давление опорной силы в МЖ не превышает $0,3 \cdot 10^5$ Па.

Эффективное использование ферромагнитных подвижных элементов в цилиндрических МЖД возможно только при дополнительной конструктивной проработке, исключающей большие эксцентриситеты или существенно снижающие их проявление.

В общем виде уравнение движения объекта массой m под действием сторонней силы $P \sin(\omega t)$ и при наличии демпфера имеет вид $m\ddot{x} + F_d = P \sin(\omega t)$ [1]. Развиваемое в демпфере с МЖ усилие F_d является сложной функцией от величины и скорости перемещения подвижного элемента в среде с переменной вязкостью и изменяющейся величиной противодействующего усилия. Противодействующее смещению подвижного элемента усилие демпфера зависит не только от скорости \dot{x} и перемещения x , но и от величины магнитного поля. Следует учесть и гидродинамические течения, которые возникают при перемещении подвижного элемента и могут быть специально организованы разными конструктивными мероприятиями.

В демпфере легко могут быть получены условия возникновения только сдвигового течения Куэтта при перемещении подвижного элемента, в котором поле скорости имеет линейный характер. Анализ течения МЖ показывает, что при наличии поперечного магнитного поля характер течения меняется. В первый момент времени возникает значительное усилие смещения, определяемое разрушением структуры МЖ, образовавшейся под действием постоянного магнитного потока.

Величина этого усилия зависит от величины магнитной индукции между полюсами магнитной системы демпфера. После разрушения структуры МЖ вязкостное усилие уменьшается. Рост магнитной индукции поля в зазоре вызывает увеличение как начального усилия разрушения структуры МЖ, так и ее вязкости. В начальной стадии смещения касательное напряжение в МЖ растет и затем стабилизируется и слабо увеличивается по мере роста скорости движения подвижного элемента относительно корпуса. Если величина магнитного поля велика, то наблюдается срыв течения. Между двумя массами МЖ, прилегающими к стенкам, движущимися друг относительно друга, наблюдается слой турбулентного течения.

Легко также можно создать условия возникновения течения Пуазейля. В этом случае после разрушения первоначальной структуры МЖ рабочая среда течёт в щелевых зазорах между подвижным элементом и корпусом в градиентном магнитном поле. При таком течении следует ожидать значительных вязкостных потерь и высокой эффективности демпфирующего устройства. Течение может быть как ламинарным, так и турбулентным.

В настоящее время ведётся работа по созданию опытного образца МЖД. Была смоделирована полевая задача разрабатываемого МЖД, проведены расчеты при различных действиях катушки управления и положениях подвижного элемента относительно корпуса демпфера. В результате получены кривые сил без учета гидродинамических эффектов при медленном перемещении подвижного магнитного и немагнитного элемента (рис. 4).

Из кривых видно, что поле катушек управления заметно влияет на величину сил, действующих на смещающийся подвижный элемент. Наиболее ярко силы магнитной пружины выражены при совместном действии постоянного магнита и катушек управления. Кривые сил на рис. 4 б, в показывают, что смещение подвижного элемента до положения, соответствующего его следующему симметричному положению относительно полюсов магнитной системы (равно 10 мм) ведет к резкому уменьшению сил, препятствующих смещению подвижного элемента. Следовательно, амплитуда колебания подвижного элемента ограничена конструктивными особенностями магнитной системы и в данном случае составляет $\pm 7,5$ мм. Усилия на большом диапазоне смещения подвижного элемента носят линейный характер, несколько напоминающий силу при сухом трении, но без характерного гистерезиса при разных значениях жесткости прямого и возвратного движения.

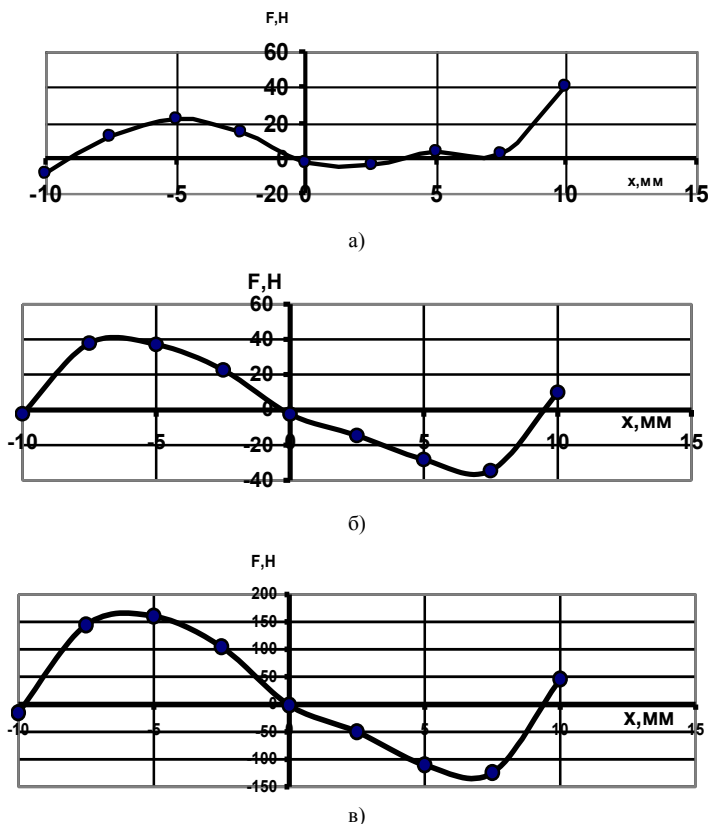
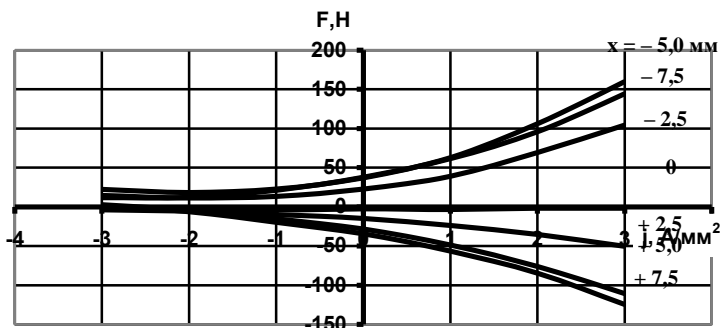


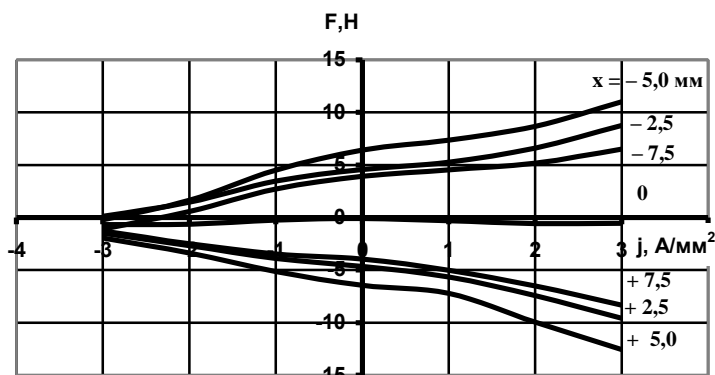
Рис. 4. Характер распределения силы при смещении магнитного элемента:
 а – при встречном включении тока в катушках; б – без тока в катушках;
 в – при согласном включении тока в катушках

Характер влияния тока в катушке управления на величину сил магнитной пружины представлен на рис. 5. Величина тока определена средней плотностью тока по сечению катушки управления. Хорошо видно, что действие катушек управления значительно расширяет диапазон сил, противодействующих смещению ферромагнитного подвижного элемента (рис. 5,а). Усилия при смещении изменяются более заметно при согласном включении катушек. Для немагнитного элемента сила значительно меньше (примерно в 10 раз) и характер изменения близок к линейному (рис. 5,б). Следует учесть, что с усилением

магнитного поля вязкость МЖ сначала резко изменяет, а затем остается практически постоянной. Совместное действие магнитных и гидродинамических сил может дать интересный эффект в зависимости от их соотношения по величине и фазе.



а)



б)

Рис. 5. Зависимость усилия, действующего на подвижный магнитный (а) и немагнитный (б) элемент при постоянном смещении, от тока в катушке управления

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Бидерман В.Л. Теория механических колебаний : учебник для вузов. – М.: Высш. школа, 1980. – 408 с., ил.

ОПТИМАЛЬНОЕ УПРАВЛЕНИЕ МАССОПОТОКАМИ КОМПОНЕНТОВ ПРИ СМЕШИВАНИИ УЛЬТРАДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ

Баранцева Е.А., Мизонов В.Е., Крупин С.А.

Ивановский государственный энергетический университет
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34. Факс: (4932)385701;
E-mail: mizonov@home.ivanovo.ru

БАРАНЦЕВА Елена Александровна окончила математический факультет Ивановского государственного университета в 2000 г. со степенью магистра математики. В 2003 г. защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме: "Математическое моделирование процессов непрерывного смещения методами теории цепей Маркова". Имеет 55 научных публикаций, в том числе 2 монографии, в том числе, 10 статей в иностранных журналах. В настоящее время - к.т.н., доцент кафедры прикладной математики ИГЭУ. Является координатором нескольких международных проектов по новым методам математического моделирования процессов в дисперсных средах. Научно-исследовательская работа в области дисперсных сред поощрялась грантами Минобразования РФ.

МИЗОНОВ Вадим Евгеньевич - заведующий кафедрой прикладной математики ИГЭУ, д.т.н., профессор, член-корреспондент Академии инженерных наук России, академик Международной академии системных исследований, член правления рабочей группы Европейской федерации инженеров-химиков, лауреат Премии правительства России в области науки и техники, Почетный работник высшего профессионального образования России, Заслуженный деятель науки РФ. В 1971г. окончил МВТУ им. Баумана, в 1984г. защитил докторскую диссертацию на тему «Формирование массопотоков и дисперсного состава сыпучих материалов в технологических системах измельчения» в МИХМ. Является научным руководителем четырех международных проектов по новым методам математического моделирования процессов в дисперсных средах. Работал посещающим профессором в Королевском технологическом институте (Швеция, 1991/92г.) и в горном институте г. Алби (Франция, 2000, 2003, 2005г.). Член оргкомитета ряда зарубежных международных конференций. Научно-исследовательская работа в области дисперсных сред поощрялась грантами Минобразования РФ и немецкого фонда DFG.

КРУПИН Сергей Валерьевич – в 2010 г. закончил ИГЭУ, в настоящее время – аспирант кафедры прикладной математики ИГЭУ.

Сегрегация является настоящим бичом смешивания дисперсных материалов. Для реализации этого процесса смешивания частицы первоначально разделенных компонентов приводят в состояние подвижности, чтобы компоненты могли проникать друг в друга. Идеальное перемешивание может быть достигнуто только тогда, когда подвижность частиц одинакова во всех направлениях. Если же для частиц

компонента есть преимущественное направление движения, то такое явление называется сегрегацией. Достижение полностью равномерного перемешивания при сегрегации невозможно в принципе, но можно частично подавить ее негативное влияние. В данной работе рассматривается один из способов ее подавления - распределенная подача во времени и/или в пространстве сегрегирующего компонента.

Если ключевой компонент склонен к сегрегации вниз, то при приведении в подвижность частиц смеси одновременно с его диффузионным распределением по смеси, возникает конвективный перенос вниз. Это приводит к тому, что в некоторый момент достигается предельная однородность смеси, обычно далекая от равномерной, а затем качество смеси снова начинает ухудшаться. Аналогичный процесс возникает при непрерывном смешивании, например, в горизонтальном лопастном смесителе: подаваемый на вход сегрегирующий компонент постепенно перемещается в нижнюю часть смесителя, и смесь на выходе оказывается неравномерной по поперечному сечению.

Расчетная схема распределенной подачи сегрегирующего компонента показана на рис. 1. Математическая модель процесса построена на основе теории цепей Маркова [1] и формулируется следующим

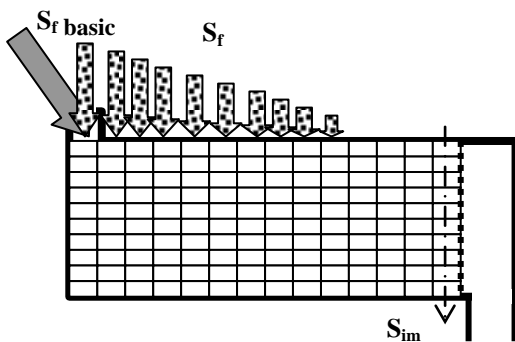


Рис. 1. Расчетная схема подачи сегрегирующего компонента

образом. Пусть на сетке ячеек размером $p \times m$ определено преобразование матрицы состояния \mathbf{S}^m (через соответствующий ей вектор состояния \mathbf{S} , в котором столбцы матрицы \mathbf{S}^m последовательно размещены друг под другом), заданное матрицей \mathbf{P} , которое соответствует симметричному диффузионному переносу частиц с наложенными на него конвективными составляющими: транспорту материала вдоль столбцов и сегрегации вниз вдоль строк. Эволюция состояния сегрегирующего компонента описывается рекуррентным матричным равенством $\mathbf{S}^{k+1} = \mathbf{P}\mathbf{S}^k + \mathbf{S}_f^k$, где \mathbf{S}_f^k – вектор подачи в рабочий объем сегрегирующего компонента, k – номер временного перехода малой продолжительности. Обычно подача компонента локализована в зоне входного патрубка, то есть в ячейке $(1,1)$. Оптимизационная задача формулируется следующим образом: найти распределение вектора по-

ложенными на него конвективными составляющими: транспорту материала вдоль столбцов и сегрегации вниз вдоль строк. Эволюция состояния сегрегирующего компонента описывается рекуррентным матричным равенством $\mathbf{S}^{k+1} = \mathbf{P}\mathbf{S}^k + \mathbf{S}_f^k$, где \mathbf{S}_f^k – вектор подачи в рабочий объем сегрегирующего компонента, k – номер временного перехода малой продолжительности. Обычно подача компонента локализована в зоне входного патрубка, то есть в ячейке $(1,1)$. Оптимизационная задача формулируется следующим образом: найти распределение вектора по-

дачи вдоль верхних ячеек сетки $\mathbf{Sm}_f^k(\mathbf{1}, \mathbf{1}; \mathbf{m})$, которое для заданной матрицы \mathbf{P} обеспечивало бы экстремум функционала, характеризующего качество смеси в последнем столбце смеси, например, дисперсию σ величин $\mathbf{Sm}^\infty(\mathbf{1}; \mathbf{n}, \mathbf{m})$. Пример решения задачи на классе равномерных распределений на отрезке $(1; m)$ между позициями $(1; g)$ или $(q; m)$, где $g, q < m$ (индексация параметров распределения показана на рис. 2). Из рис. 2 следует, во-первых, существование такого решения и нетривиальность выигрыша при переходе к нему от локализованной в начале смесителя подачи, а во-вторых, сильная зависимость оптимального распределения от скорости сегрегации.

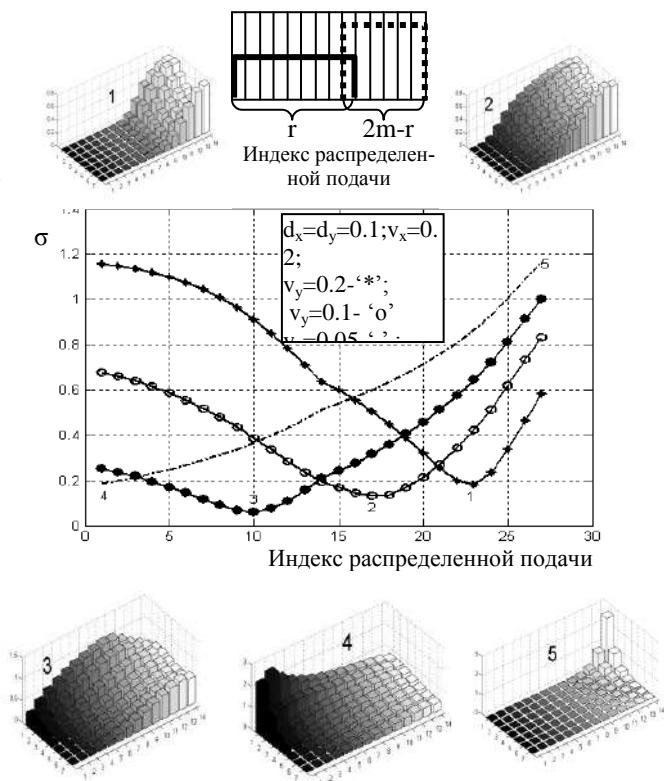


Рис.2. Варианты оптимального пространственного распределения подачи ключевого компонента в смеситель непрерывного действия

Упрощенным вариантом оптимальной распределенной подачи является локализованная подача через две ячейки: доля α подается в

ячейку (1,1), а доля $(1 - \alpha)$ – в ячейку (1,h), где α и h являются параметрами оптимизации. Оптимальное решение существует и в этом случае, причем оно более легко реализуется на практике.

Периодическое смешивание осуществляется в фиксированном объеме, куда загружены все компоненты смеси. Здесь в первом приближении процесс может быть представлен одномерной Марковской цепью, ориентированной вдоль определяющей координаты процесса. При начальной загрузке всего ключевого компонента в верхнюю ячейку смесителя периодического действия начальный вектор его состояния имеет

вид $S_f^k = [1 \ 0 \ 0 \ \dots \ 0]$ при $k=0$ и $S_f^k = [0 \ 0 \ 0 \ \dots \ 0]$ при $k>0$.

Предложено реализовывать распределенную во времени подачу ключевого компонента – его непрерывную загрузку в смеситель в течение i первых переходов. Такой подаче соответствует вектор $S_f^k = [1/i \ 0 \ 0 \ \dots \ 0]$ при $0 \leq k < i$ и $S_f^k = [0 \ 0 \ 0 \ \dots \ 0]$ при $k > i$, то есть в течение i первых переходов в первую ячейку на каждом переходе добавляется доля $1/i$ общей единичной загрузки ключевого компонента. На рис. 3 показана кинетика формирования качества смеси при различных значениях i , причем рассматривать изменение величины σ имеет смысл только при $k > i$, когда в смесителе находится уже весь ключевой компонент. Таким образом, показано, что существует оптимальная программа загрузки ключевого компонента в работающий смеситель непрерывного и периодического действия, обеспечивающая наилучшее качество смеси склонных к сегрегации компонентов.

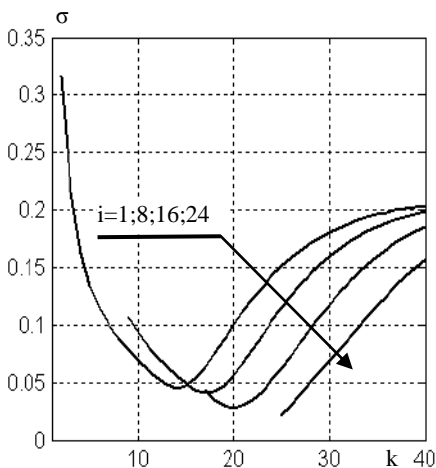


Рис.3. Влияние программы загрузки ключевого компонента на формирование качества смеси ($m=10$; $v=0,4$)

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

- Berthiaux H., Mizonov V., Zhukov V. Application of the theory of Markov chains to model different processes in particle technology. *Powder Technology* 157 (2005) 128-137.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭГД-ТУРБУЛИЗАЦИИ СКВОЗНОГО ТЕЧЕНИЯ В СИММЕТРИЧНОЙ СИСТЕМЕ ЭЛЕКТРОДОВ

Ашихмин И. А., Стишков Ю. К.

Санкт-Петербургский Государственный Университет

198504, г. Санкт-Петербург, ул. Ульяновская д. 1,

E-mail: Stishkov@paloma.spbu.ru



Стишков Юрий Константинович окончил аспирантуру Ленинградского Государственного Университета в 1971 году. В 1986 году защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физ-мат наук. Имеет 150 научных публикаций, в том числе монографию и 9 учебных пособий. В настоящее время является директором Научно-образовательного центра «Электрофизика», зав. лабораторией электрофизики, профессором кафедры радиофизики физического факультета СПбГУ, доктором физ-мат наук. Научно-исследовательская работа в области электрофизики поощрялась грантами РФФИ.



Ашихмин Илья Алексеевич защитил диплом бакалавра прикладных математики и физики по теме «Моделирование сквозного электрогидродинамического течения в симметричной системе электродов на основе полной системы уравнений электрогидродинамики» в 2009 году. Имеет одну публикацию в научных изданиях.

Введение

В данной работе рассматривается моделирование сквозного ЭГД-течения в симметричной системе электродов провод-провод. Исследование таких течений представляет интерес для создания ЭГД-насосов, т.е. устройств в которых для приведения жидкости в движение используются наночастицы – ионы, введенные в диэлектрическую жидкость с поверхности электрода. ЭГД-насос электрохимического типа предложен в [1], а течения экспериментально исследованы в [2]. Попытки моделирования данного типа течения были предприняты в работе [3]. Недостатком предложенного в ней способа является то, что с помощью него принципиально невозможно получить динамику развития зарядовой структуры и смоделировать про-

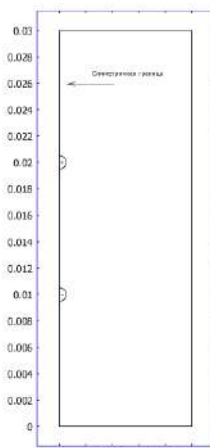


Рис. 1. Геометрия модели

цессы, происходящие вблизи электродов. С развитием программных систем для конечно-элементного анализа нам удалось построить модель этого типа течения на основе полной системы ЭГД уравнений [4]. При этом приходится использовать такой механизм численной стабилизации, как «искусственная диффузия». Этот механизм искусственно увеличивает диффузию в модели таким образом, чтобы решение сошлось. В настоящей работе использовалась искусственная диффузия с параметром тьюнинга 0,05, что на порядок меньше, чем значение этого параметра в работе [4].

Постановка задачи

ЭГД-течение моделировалось в симметричной системе электродов, которые помещены в канал с трансформаторным маслом. Диаметр электродов 1мм, расстояние между ними 1 см, ширина канала 2 см (рис. 1). Поскольку модель имеет осевую симметрию, то решалась только половина геометрии. Полная система уравнений электрогидродинамики состоит из двух уравнений Нернста-Планка, уравнения Пуассона и двух уравнений гидродинамики: Навье-Стокса и уравнения неразрывности.

$$\left\{ \begin{array}{l} \gamma \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \gamma (\vec{v}, \nabla) \vec{v} = -\nabla p + \eta \Delta \vec{v} - F(z_1 c_1 + z_2 c_2) \nabla \varphi \\ \nabla \cdot \vec{v} = 0 \\ \Delta \varphi = -\frac{F(z_1 c_1 + z_2 c_2)}{\epsilon \epsilon_0} \\ \frac{\partial c_1}{\partial t} + \text{div}(-D \nabla c_1 - b F z_1 c_1 \nabla \varphi) + \vec{v} \cdot \nabla c_1 = 0 \\ \frac{\partial c_2}{\partial t} + \text{div}(-D \nabla c_2 - b F z_2 c_2 \nabla \varphi) + \vec{v} \cdot \nabla c_2 = 0 \end{array} \right.$$

Граничные условия

1. Для уравнения Пуассона. На оси симметрии задавалось условие симметрии, на стенке канала задавалось условие экранирования электрического поля поверхностным зарядом. На верхней и нижней стенках задавалось «условие на бесконечности», которое здесь было выбрано, как условие равенства нулю нормальной составляющей электрического поля.

2. Для уравнения Навье-Стокса. На электродах и на стенке задавалось условие прилипания, на оси симметрии было задано

условие равенства нулю нормальной составляющей скорости. На верхней и нижней стенке было задано условие «открытой границы».

3. Для уравнений ПНП граничные условия задавались симметричными: на электроде задавалась функциональная зависимость тока инъекции коионов от локальной напряженности электрического поля, а на противоположном электроде задавалось условие «гибели» ионов. На верхней и нижней границах задавался конвективный вынос заряда. На стенке канала задавалось условие непроницаемости заряда.

Результаты моделирования и их анализ

При вариации вязкости жидкости в данной модели было обнаружено три характерных типа течений:

1. При относительно малых значениях вязкости (0,02 — 0,2 пуаз) течение имеет «ламинарный» параллельно-струйный вид и сквозной характер, без внутренних вихрей. В приэлектродной области у пассивного электрода формируется характерная двухслойная зарядовая структура, образованная двумя противоположно заряженными струйками [3].

2. При повышенной вязкости превышающей 0,2 пуаз на фоне в целом параллельноструйного сквозного ЭГД-течения возникает приэлектродный микровихрь вблизи лобовой части пассивного электрода, который возмущает двухслойную зарядовую структуру как в приэлектродной области, так и за противоэлектродом, что приводит к появлению характерных зарядовых микровыбросов.

При вязкости существенно превышающей указанное значение описанные возмущения появляются как у активного, так и у пассивного электродов, что приводит к микротурбулизации течения вблизи этих электродов.

Случай малых вязкостей (менее 0,2 пуаз)

Рассмотрим ЭГД-течение в данной системе электродов при значении малой вязкости равной 0,02 пуаз. Эта вязкость соответствует вязкости, например, часто используемого в экспериментах трансформаторного масла при комнатной температуре. Основными искомыми функциями течения, являются распределение заряда и скоростей (рис. 2–3).

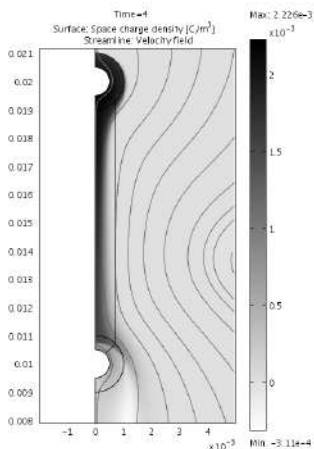


Рис. 2. Линии тока ЭГД-течения и распределение плотности заряда

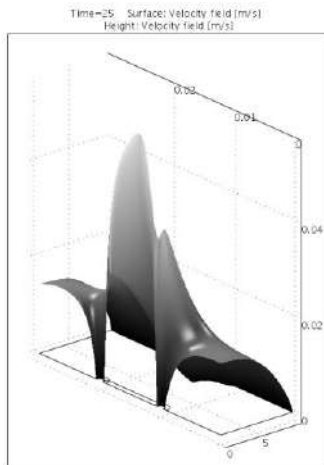


Рис. 3. Поверхностное распределение модуля скорости ЭГД-течения

Из графиков представленных выше видно, что ЭГД-течение в установившемся режиме имеет параллельноструйный («ламинарный») характер с локальным завихрением вблизи боковой стенки. На графике можно увидеть ряд характерных областей течения:

- На верхней границе модели происходит свободное втекание (подсос) жидкости из внешней области, на нижней, соответственно, происходит свободное вытекание жидкости. Здесь хочется отметить, что профили скорости втекающей жидкости и вытекающей практически совпадают и соответствуют параболическому профилю, что свидетельствует о том, что в данной системе реализовалось полноценное сквозное ЭГД-течение.
- Межэлектродный промежуток. У активного электрода происходит введение (инжекция) заряда в жидкость из приэлектродной кольцевой области и тонкая заряженная струйка (рис. 2 темная область) пронизывает межэлектродный промежуток практически не изменяя своих поперечных размеров. Линии тока в области заряженной струйки на большей части межэлектродного промежутка – прямые параллельные друг другу.
- Линии тока жидкости гладкие, сужаются у верхнего электрода и расширяются у нижнего, формируя в межэлектродном промежутке узкую центральную струйку заряженной жидкости, разгоняющую

жидкость. Подобный ход линий тока характерен для т.н. ползучего течения.

- В межэлектродном промежутке вдоль оси течения (см. рис 3) в области действия Кулоновских сил, достигается глобальный максимум скорости, который превосходит значение скорости втекания (вытекания) на 500%.
- Струйка обтекает поверхность пассивного противозэлектрода, вокруг которого имеется кольцевая область заряженная противоположно. За противозэлектродом вдоль оси течения формируется вторая струйка, заряженная одноименно с ним. Поскольку течение ламинарно (параллельноструйно), то за противозэлектродом формируется двухслойная заряженная структура: центральная часть течения имеет заряд одноименный с противозэлектродом (светлые области), а периферические части заэлектродной струи заряжены зарядом, текущим от активного электрода (темные области).

Случай больших вязкостей (более 0,2 пуаз)

Как показало моделирование сквозного ЭГД-течения в жидкости повышенной вязкости наблюдается возмущение зарядовой структуры вблизи пассивного электрода: на фоне в целом ламинарного течения появляются локальные мелкомасштабные зарядовые выбросы, которые хаотизируют расположение линий тока сквозного ЭГД-течения. На рис. 4-5 приведено распределение линий тока и плотности объемного заряда при напряжении 10 кВ)

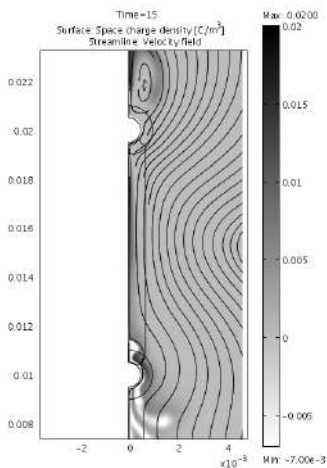


Рис. 4. Распределение линий тока и плотности заряда

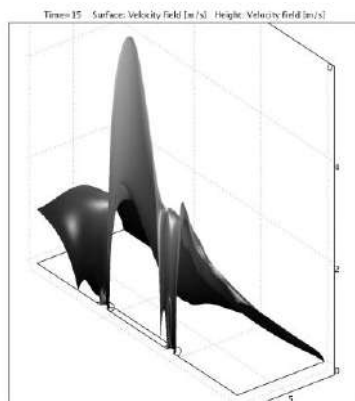


Рис. 5. Распределение модуля скорости ЭГД-течения

Видно, что в целом структура сквозного ЭД-течения сохраняет вид (см. рис. 4-5). Однако наблюдается существенное сужение центральной заряженной струйки. Распределение модуля скорости в целом сохраняет вид, характерный для относительно малых вязкостей, за тем лишь исключением, что появляются локальные мелкомасштабные возмущения вблизи пассивного электрода и за ним. Так же наблюдается нарушение симметрии линий тока: появились приэлектродные микровихри, которые нарушают ламинарную структуру линий тока вблизи электродов.

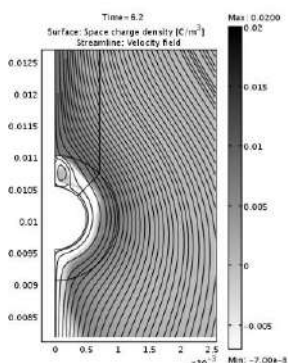


Рис. 6. Приэлектродный микровихрь.
У пассивного электрода,
увеличение раз

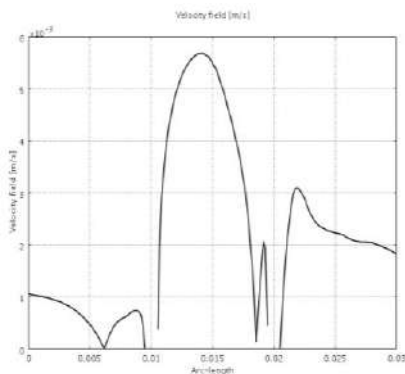


Рис. 7. Осевое распределение
модуля скорости

Наличие этого встречного микровихря (рис. 6) приводит, в частности, к тому, что возмущается зарядовый чехол вблизи пассивного электрода, что в свою очередь приводит к появлению периодических выбросов электрического заряда одноименного с противозлектродом из приэлектродной области в текущую от активного электрода струйку, заряженную положительно. Таким образом возникают локальные возмущения ламинарности течения у пассивного электрода (рис. 7). И на фоне ламинарного течения двуслойных противоположно заряженных образований возникает межструйное мелкомасштабное перемешивание. Этот вид турбулизации принципиально отличен от обычной турбулизации течений, возникающей при обтекании незаряженных препятствий.

Выводы

В данной работе представлен анализ влияния вязкости на сквозное ЭГД-течение в симметричной системе электродов. Были выявлены характерные особенности этого типа течения, обусловленные таким механизмами как: ЭГД-неустойчивость и ЭГД-турбулизация.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Стишков Ю.К. Остапенко А.А. Электрогидродинамические течения в жидких диэлектриках. – Л: Издательство ЛГУ, 1989. 174 с.
2. Буянов А.В., Стишков Ю.К. Особенности структуры сквозного
3. электрогидродинамического течения в симметричной системе электродов // ЖТФ, 2004, том 74, вып. 8. С. 120-123.
4. Глущенко П.В., Стишков Ю.К. «Электрические процессы в технике и химии. Моделирование структуры сквозного ЭГД-течения в системе провод-провод» Статья.// Научный и производственно-технический журнал «Электронная обработка материалов» №4(246) 2007, Кишинёв, с. 34-41.
5. I.A. Ashikhmin, Yu.K. Stishkov. «Structural features of ehd flows in wire-wire symmetric systems of electrodes»./ Surface Engineering and Applied Electrochemistry, 2009, Vol. 45, No. 6, pp. 471–479.

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА СПЕКТРЫ ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ПОКРЫТИЙ КОЛЛОИДНЫМИ СУСПЕНЗИЯМИ

Горшенёв В.Н., Каспаров В.В., Бычкова А.В., Коварский А.Л.

Государственное учреждение Российской академии наук
Институт биохимической физики им. Н.М. Эмануэля РАН
119334, г. Москва, ул. Косыгина, 4. Факс: (495) 1374101;
E-mail: Gor@sky.chph.ras.ru

Научный и практический интерес к материалам с ферромагнитными свойствами обусловлен перспективами применения таких материалов в различных областях науки и техники: для экранирования и поглощения электромагнитного излучения, в решении экологических задач, создания магнитоуправляемых сорбентов и магнитоуправляемого транспорта лекарственных препаратов [1-2].

В данной работе диэлектрические материалы пористой структуры пропитывались магнитной жидкостью на основе магнетита (МЖ) и смесью коллоидно-графитовой суспензии и магнитной жидкостью с целью придания этим материалам ферромагнитных свойств и электропроводящих свойств.

Для получения информации о структурной организации на диэлектрических поверхностях, содержащих магнитные наночастицы, проведен анализ спектров ферромагнитного резонанса (ФМР). Спектры ФМР регистрировали на спектрометре “Bruker EMX-8/2” в X-диапазоне длин волн.

Магнитную жидкость получали при взаимодействии растворов солей двух- и трехвалентного железа в воде с последующим осаждением аммиаком по методике, описанной в работе [2]. Стабилизация частиц магнетита осуществлялась методом двойного электрического слоя в фосфат-цитратном буфере. Размеры частиц характеризовались распределение с максимумом ~17нм и полушириной ~12нм. Концентрация частиц в магнитной жидкости составляла 50мг в 1 мл.

В магнитных полях происходит не только ориентация магнитных моментов феррочастиц, но и их агрегация за счёт диполь-дипольных взаимодействий с образованием цепочечных структур, выстроенных параллельно силовым линиям магнитного поля [3]. В полимерных плёнках и покрытиях, содержащих магнитные частицы, в присутствии магнитного поля, при их полимеризации или высушивании происходит «замораживание» линейных агрегатов наночастиц, что приводит к анизотропии магнитных свойств [4]. Спектры ФМР плёнок

из магнитных суспензий в присутствии внешнего магнитного поля отличаются от спектров плёнок, полученных без поля. Магнитоупорядоченным плёнкам свойственно искажение формы линии спектра, а также изменение положения центра спектра в магнитном поле спектрометра [4]. При полимеризации или высушивании плёнок происходит фиксация агрегатов наночастиц, поэтому поворот плёнки в спектрометре вызывает изменение ориентации агрегатов по отношению к направлению поля в резонаторе спектрометра, что приводит к изменению формы линии.

На рис. 1 представлены спектры ФМР для образцов фильтровальной бумаги, пропитанных магнитной жидкостью, с последующей сушкой в магнитном поле и в его отсутствии.

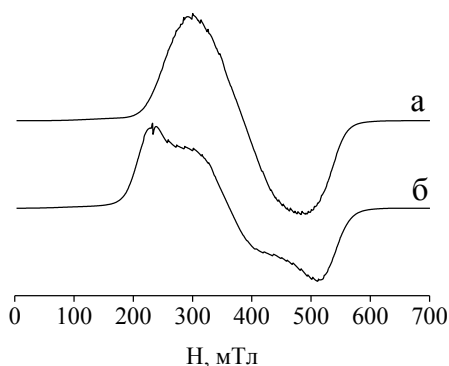


Рис.1. Спектры ФМР для образцов фильтровальной бумаги с частицами магнетита. а - спектры образца, высушенного в отсутствии магнитного поля; б - спектры образца, который высушивался в магнитном поле с напряженностью 300 мТл

Из рис. 1 видно, что спектры для образцов, высушенных в магнитном поле, отличаются по форме и положению центра линии в магнитном поле. Как было показано в работе [4], такие изменения в спектрах наблюдаются при образовании линейных агрегатов магнитных наночастиц.

Синтез коллоидно-графитовых суспензий проводится по двум технологическим схемам.

Водные коллоидно-графитовые суспензии (марки ТО-3) получают химической активацией кислотами вибромолотых графитов [5-6]. В этом случае стабилизация частиц графита в суспензии осуществляется за счёт функциональных групп $-OH$, $-COOH$, $-C=O$, образующихся на поверхности графитовых частиц. Другой способ получения графит-

товой суспензии реализуется, когда к предварительно размолотым до коллоидной степени дисперсности графитам добавляются стабилизирующие добавки. В качестве стабилизаторов использовали поверхностно-активные вещества. Графитовая суспензия марки С-1 содержала латексный загуститель и раствор аммиака. В зависимости от технологических условий получения коллоидных графитовых частиц могут быть синтезированы суспензии с различным распределением частиц по размерам. Методом фотонной корреляционной спектроскопии установлено, что частицы графита в суспензии ТО-3 имеют диаметр 287 нм с шириной распределения 157 нм. Частицы графита в суспензии С-1 имеют диаметр 362 нм и ширину распределения по размерам 50 нм.

Известно [7], что электропроводящие бумаги, электропроводящий пенополиуретан, лавсановые полимерные плёнки применяются для решения радиотехнических задач, при изготовлении беззеховых камер. Для таких материалов проводятся измерения коэффициентов прохождения, отражения, поглощения электромагнитного излучения с применением различных методов. Для исследования характеристик электропроводящих бумаг в СВЧ области использовался волноводный и рупорный методы. Измерения волноводным методом проводили в секции прямоугольного волновода при нормальном падении электромагнитной волны на образец, полностью заполняющий сечение линии. Измерения выполнены на установке, в состав которой входит измеритель коэффициента стоячей волны и ослаблений Р2-61, дополненный модулем программного управления. Частота излучения составляла 10 ГГц. Измерялись коэффициенты прохождения (ослабления) электромагнитного излучения через образец – $K_{пр}$, а также отражения от образца, за которым находилась либо согласованная нагрузка – $K_{отр}$, либо металлическая пластина, замыкающая волновод – $K_{отр}(КЗ)$. Плоский образец размещался перпендикулярно оси волновода, полностью перекрывая его сечение. В случае рупорного метода также проводили измерения $-K_{пр}$, $K_{отр}$, применяя измеритель коэффициента стоячей волны и ослаблений Р2-65.

Образцы фильтровальной бумаги, пропитанные магнитной жидкостью, не показали изменений в измеряемых коэффициентах прохождения и отражения. Отсутствие изменений в коэффициентах ослабления и отражения для высушенного образца на магните и без магнита могло быть связано с небольшим количеством наночастиц магнетита на образцах. Поэтому были изготовлены образцы на пергаментной бумаге с осажденными из раствора частицами магнетита, которые увеличили вес образца в 5 раз. И для таких образцов коэффициент ослабле-

ния не превышал $-1,3$ дБ, а коэффициент отражения находился на уровне -12 дБ. Низкие значения измеряемых коэффициентов связаны с малым взаимодействием частиц магнетита с электромагнитным излучением в СВЧ диапазоне длин волн. В этом диапазоне длин волн магнитная проницаемость магнетита стремится к единице, а величина магнитных потерь к нулю.

Коэффициенты ослабления и отражения образца бумаги, пропитанного смешанной суспензией из коллоидно-графитовой суспензии С-1 и магнитной жидкости, соответственно, равнялись -13 дБ и -3 дБ. Увеличение коэффициентов ослабления и отражения обусловлено проводимостью материала в результате осаждения графитовых частиц на поверхности диэлектрического материала. В отличие от материалов, обработанных только коллоидно-графитовой суспензией, у материалов, пропитанных смешанной суспензией, появляется новое свойство - магнитоуправляемость.

В смешанных суспензиях, состоящих из дискообразных графитовых частиц и шарообразных частиц магнетита при ориентировании частиц магнетита в поле (H) наблюдали искажение линии ФМР и сдвиг ее центра в поле (рис.2).

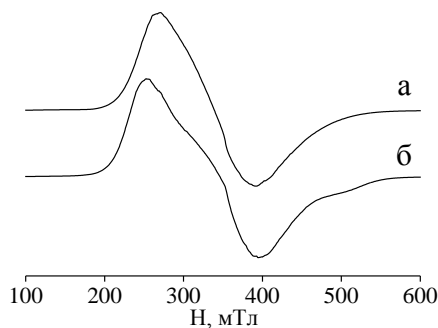


Рис.2. Спектры ФМР для образцов ФБ, пропитанных смешанной суспензией:
а - спектры образца, высушенного без магнитного поля; б - спектры для образца, который высушивался на магните

Изменение формы спектров ФМР и положения центра линий спектров для образцов, пропитанных смешанной суспензией под действием внешнего магнитного поля, подтверждает факт образования цепочечных структур и для смешанных суспензий.

Выводы

1. Управляя внешним магнитным полем, распределением электропроводящих и магнитных частиц в пористых материалах, можно изменять коэффициенты прохождения, отражения и поглощения электромагнитного излучения.

2. Смешанными коллоидно-графитовыми суспензиями с магнитной жидкостью можно создавать асимметричные распределения частиц. Синтез магнитоуглеродных суспензий представляется новым подходом к созданию материалов, обладающих управляемыми магнитными и электрофизическими свойствами для радиотехники, электронных систем и биологии.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. А.А. Кузнецов. Применение магнитоуправляемых микрочастиц в медицине. ISSN 0304-8853/ Симпозиум. Применение биомагнитных носителей в медицине. ноябрь 2002. Москва. С.3-14.
2. В.И. Филиппов, А.А. Кузнецов и др. Микросферы для биомедицинского применения. Области применения и способы получения. ISSN 0304-8853/ Симпозиум. Применение биомагнитных носителей в медицине. ноябрь 2002. Москва. С.15-20.
3. А.Л. Коварский, О.Н. Сорокина, В.Н. Горшенев, А.П. Тихонов. Исследование магнитных жидкостей с помощью парамагнитного индикатора. Журнал физической химии, 2007, том 81, № 2, с. 364 – 371.
4. A.L.Kovarski, A.V.Bychkova, O.N.Sorokina, V.V. Kasparov. Temperature Effects in the FMR spectra of Magnetic Nanoparticles Dispersed in Polimer Film and Viscous Fluid. Magnetic Resonance in Solids, Vol.10, No.1, p.25-30, 2008
5. Горшенев В.Н., Сорокина О.Н., Коварский А.Л. Динамика процессов формирования материалов с магнитными свойствами из жидкой фазы, Сборник научных трудов 12-ой Международной Плесской конференции по магнитным жидкостям, ISBN 5-89482-406-0, 2006, с 54 – 57.
6. Фиалков А.С. Углеродные межслоевые соединения и композиты на их основе. М.:Аспект-Пресс, 1997. С. 717 .
7. В.Н. Горшенёв, С.Б. Бибиков, А.М. Кузнецов. "Исследование концентрационных условий формирования электропроводящих покрытий на основе коллоидно-графитовых дисперсий". Журнал прикладной химии. 2008. Т.81. Вып.3. С.442-448.
8. В.Н. Горшенёв, С.Б. Бибиков. "Влияние огнезащитных покрытий на электрофизические свойства электропроводящих материалов и конструкций на их основе. Журнал Физика и Химия Стекла.. 2009.Т35, №1. С. 140-151.

МАГНИТОЖИДКОСТНЫЕ ГЕРМЕТИЗАТОРЫ ДЛЯ ПОДШИПНИКОВЫХ УЗЛОВ ЭЛЕКТРОДВИГАТЕЛЕЙ ШАХТНЫХ КОМБАЙНОВ

Радионов А.В., Виноградов А.Н., Казакуца А.В.,
ООО «Научно-производственное внедренческое предприятие
«Феррогидродинамика»
ул. Большая Морская, 45/5, г. Николаев 54030, Украина
факс 38(0512) 37-44-65,
E-mail: radionov@fhd.nikolaev.ua

Соловей О.В.
ОАО «Павлоградуголь»

Гасюк А.А.
ООО «Механик», пр. Ильича, 105, г. Донецк, 83059, Украина



Радионов Александр Владимирович окончил Николаевский кораблестроительный институт в 1984 году. С 1984 по 1987 годы аспирант в НКИ. В 1987 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук. Имеет 175 научных публикаций, в том числе 48 статей, 25 авторских свидетельств на изобретение и патентов, 41 статью в иностранных журналах. В настоящее время является директором НПВП «Феррогидродинамика». В 1998 г. избран академиком Академии инженерных наук Украины.



Виноградов Александр Николаевич окончил Николаевский кораблестроительный институт в 1976 году. После его окончания работал в ЦКБ «Черноморсудопроект». В НПВП «Феррогидродинамика» работает с 1990 года. Имеет 80 публикаций, в том числе 34 статьи и 13 патентов. В настоящее время является главным инженером НПВП «Феррогидродинамика».



Казакуца Александр Владимирович окончил Николаевский кораблестроительный институт в 1985 году. После окончания института работал инженером-конструктором на предприятиях Минрыбхоза и Минсудпрома. Имеет 13 публикаций, 7 патентов. В настоящее время работает ведущим конструктором в НПВП «Феррогидродинамика».



Соловей Олег Викторович окончил институт в 1997 году. После окончания института 8 лет работал на шахте им. А.А. Скочинского главным энергетиком, 4 года на шахте им. Е.Т. Абакумова главным энергетиком, ГП ДУЭК г.Донецк. В настоящее время работает начальником отдела по ремонту и техническому обслуживанию средств энергообеспечения Дирекции по ЭМО ОАО «Павлоградуголь».



Гасюк Александр Антонович окончил Ворошиловградский машиностроительный институт в 1986 году. После окончания института работал заместителем заведующего отделом электрических машин в УкрНИИВЭ. Имеет 15 статей, 6 патентов. В настоящее время работает главным конструктором проекта в ООО «Механик»

В качестве приводов на очистных и проходческих комбайнах применяют трехфазные асинхронные электродвигатели, рудничного исполнения, с синхронной частотой вращения ротора 1500 либо 1000 об/мин, которые устанавливаются в посадочные места на соответствующих редукторах хода и поворотных редукторах комбайнов либо при помощи стяжных шпилек. Для соединения со входными валами редукторов на выходных концах валов электродвигателей одеваются зубчатые полумуфты, в случае полых валов двигателей используются торсионные валы, с помощью эвольвентных шлицевых сопряжений соединяющие валы ротора и входные валы редукторов.

Для смазки трущихся поверхностей в редукторах комбайнов используется жидкая смазка (обычно трансмиссионным маслом ТАП-15В с присадками), принудительная либо разбрызгиванием, в редукторах организуют масляные ванны. Так как в масло попадают продукты износа и мелкодисперсный штыб, то применяются различные устройства для очистки смазки.

Конструкцией подшипниковых узлов электродвигателей предусматривается маслозащита со стороны примыкающих к торцам корпуса электродвигателя узлов шахтного комбайна с масляными ваннами. Для этой цели снаружи подшипники закрываются крышками, в которых размещены манжетные уплотнения. От ротора подшипники отделены двойными войлочными уплотнениями. Образовавшиеся камеры подшипников заполняются при помощи пресс-масленки пластичной смазкой с высокой температурой каплепадения.

Тем не менее, данные технические решения показывают недостаточную надежность при эксплуатации. Из-за твердых частиц в смазочном масле происходит интенсивное изнашивание рабочих кромок

манжет и рабочей шлифованной поверхности вала электродвигателя. В результате смазочное масло попадает во внутреннюю полость электродвигателя и приводит к выходу его из строя. Причем само размещение манжеты вызывает проблемы ввиду большой насыщенности механизмами и затрудненностью доступа к ней. При неаккуратной установке манжеты происходит подворачивание либо повреждение рабочей кромки и манжета в данном случае не обеспечивает надежной защиты подшипникового узла [1].

Так как многие эксплуатационщики на практике знакомы с магнитожидкостными герметизаторами для защиты подшипниковых узлов электродвигателей и комбайнов разработки и производства ООО «НПВП «Феррогидродинамика», то неоднократно поднимался вопрос о разработке магнитожидкостных герметизаторов (МЖГ) для электродвигателей шахтных комбайнов.

На отраслевом совещании, организованном шахтой «Красноармейская-Западная», было принято решение об апробации МЖГ для подшипниковых узлов электродвигателя ЭКВК 4-220 комбайна УКД 200-250 [2]. Двигатель производства ОЭЗ УкрНИИВЭ, разработан Украинским научно-исследовательским проектно-конструкторским и технологическим институтом взрывозащищенного и рудничного электрооборудования (УкрНИИВЭ). УкрНИИВЭ предоставил «Феррогидродинамике» эскизы подшипниковых узлов электродвигателя и чертеж крышки подшипникового узла. Сотрудничество между НПВП «Феррогидродинамика» и УкрНИИВЭ началось в начале 90-х годов, когда специалисты «Феррогидродинамики» продемонстрировали в УкрНИИВЭ магнитожидкостный герметизатор для электродвигателя ВАСО 15-23-34. МЖГ производства НПВП «Феррогидродинамика» был включен в конструкцию электродвигателя ВАСО4-24, рабочую документацию на изготовление которого разрабатывал УкрНИИВЭ.

Конструкция узла выхода вала электродвигателя ЭКВК 4-220 показана на рис. 1.

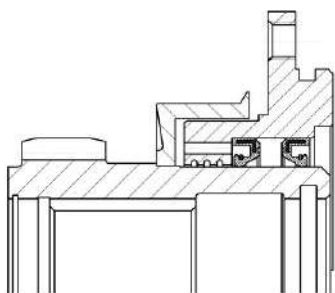


Рис. 1. Штатное уплотнение ЭКВК 4-220

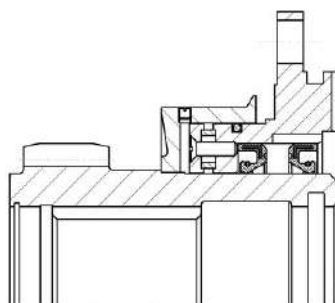


Рис. 2. Узел с МЖГ ЭКВК 4-220

Подшипниковый узел электродвигателя закрывается крышкой, в которой размещен блок из двух резиновых армированных манжет. Манжеты обеспечивают уплотнение по цилиндрической поверхности одетой на вал электродвигателя полумуфты. На наружной стороне крышки в центральной ее части имеется цилиндрический выступ наружным диаметром 150 мм, охватывающий полумуфту. На внутренней поверхности выступа нарезаны кольцевые канавки, заполняемые консистентной смазкой, образующие лабиринтное уплотнение. Кроме того, на полумуфте в ее средней части установлено кольцо, своим цилиндрическим буртом охватывающее выступ крышки диаметром 150 мм и образующее с ним щелевое уплотнение.

В связи с тем, что наружные габариты крышки подшипникового узла комбайна и кольца, одетого на полумуфту, изменять нежелательно (вблизи находятся детали редуктора комбайна), было принято решение ограничиться данными габаритами для размещения в них деталей МЖГ.

Конструкция узла с герметизатором показана на рис. 2, собственно герметизатор на рис. 3. Магнитожидкостный герметизатор размещен в центральной части крышки подшипникового узла, являющейся его корпусом, на месте лабиринтного / щелевого уплотнения – цилиндрического выступа наружным диаметром 150мм и закрыт снаружи кольцом, установленным на полумуфте. Собственно МЖГ состоит из двух кольцеобразных полюсных наконечников с размещенными между ними высокоэнергетическими постоянными магнитами из сплава неодим-железо-бор, с внутренней и наружной стороны закрытых немагнитными кольцами. Зазоры между магнитами заполнены эпоксидной смолой.



Рис. 3. МЖГ ЭКВК 4-220

На наружной и внутренней цилиндрических поверхностях полюсных наконечников нарезаны концентраторы магнитного потока. При этом наружный полюсный наконечник выполнен в виде отдельной детали, вторым полюсным наконечником является сохраненный цилиндрический участок крышки. Полюсные наконечники образуют два рабочих зазора. Наружный зазор образуется с внутренней поверхностью цилиндрического бурта кольца, одетого на полумуфту, внутренний зазор – с цилиндрической поверхностью диаметром 110 мм полумуфты. Рабочие зазоры заполнены магнитной жидкостью, удерживаемой магнитным полем постоянных магнитов. Полость между торцевой поверхностью наружного полюсного наконечника и внутренней торцевой поверхностью кольца заполняется МЖ и является ее резервуаром. Для возможности заправки МЖ в кольцо выполнены два резьбовых отверстия М6, заглушаемых винтами.

В настоящее время УкрНИИВЭ готовит испытания данных герметизаторов.

По совместному решению ОАО «Павлоградуголь» и Энергомеханического завода ООО «Механик» Научно – производственному внедренческому предприятию «Феррогидродинамика» было предложено рассмотреть вопрос о возможности применения магнитожидкостных герметизаторов для подшипниковых узлов электродвигателя ЭКВ3,5-180 комбайна КА-80. Энергомеханический завод ООО «Механик» предоставил «Феррогидродинамике» продольный разрез электродвигателя, чертежи крышки подшипникового узла и зубчатой полумуфты, одеваемой на хвостовик вала электродвигателя.

Конструкция узла выхода вала электродвигателя ЭКВ3,5-180 показана на рис. 4.

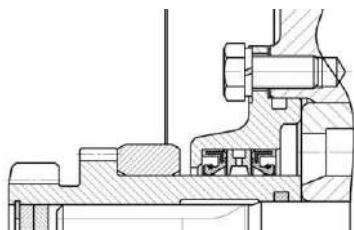


Рис. 4. Штатное уплотнение ЭКВ3,5-180

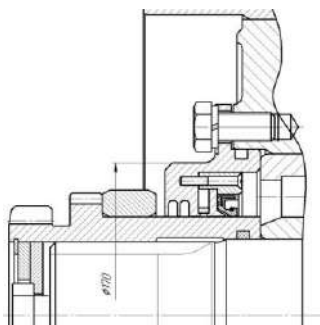


Рис. 5. Узел с МЖГ ЭКВ3,5-180

Подшипниковый узел электродвигателя закрывается крышкой, в которой размещен блок из двух манжет, предотвращающих вытекание смазки из подшипникового узла. Манжеты обеспечивают уплотнение по цилиндрической поверхности одетой на вал электродвигателя полумуфты.

Конструкция подшипникового узла электродвигателя с установленным герметизатором показана на рис. 5.

Герметизатор выполнен в габаритах и с присоединительными размерами штатной крышки подшипникового узла. Он является комбинированным и включает в себя собственно МЖГ, предварительное лабиринтное уплотнение и сохраненную из штатного уплотнения одну резиновую армированную манжету, расположенную со стороны подшипника. Собственно МЖГ расположен в центре корпуса герметизатора. Он состоит из центрального участка корпуса, выполняющего функции одного из магнитопроводов, магнитной системы из постоянных магнитов, немагнитной разделительной проставки, второго магнитопровода, немагнитной обоймы с отверстиями для прохода винтов. Внутренняя поверхность немагнитной обоймы и торцевая поверхность магнитопровода образует полость, в которую вставлена резиновая манжета. Торцевая поверхность магнитопровода выполнена в виде «сапожка», что предотвращает выворачивание рабочей кромки манжеты при монтаже и демонтаже полумуфты. Зазоры между магнитами заполнены эпоксидной смолой. На внутренней цилиндрических поверхностях магнитопроводов нарезаны концентраторы магнитного потока. Рабочий зазор между магнитопроводами и поверхностью полумуфты заполнены магнитной жидкостью, удерживаемой магнитным полем постоянных магнитов. Для возможности заправки МЖ в корпусе герметизатора выполнено отверстие, заглашаемое винтом М5.

Центральный наружный участок корпуса герметизатора представляет собой предварительное лабиринтное уплотнения с двумя канавками. В нижней части канавок выполнены вертикальные сверления для стока масла. Его диаметр несколько увеличен по сравнению со штатной крышкой. Аналогично штатной крышке на торцевой поверхности выступающего наружного участка герметизатора имеются осевые сверления для выпрессовки манжеты

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Горные машины для подземной добычи угля: Учебное пособие для ВУЗов / П.А. Горбатов, Г.В. Петрушкин, М.М. Лысенко, С.В. Павленко, В.В. Косарев; под общ. ред. П.А. Горбатова. – Донецк: ДонНТУ, 2006. – 669с.
2. Магніторідинний герметизатор для вихідних валів поворотних редукторів очисного комбайна УДК 200-250 / О.В. Радіонов, І.В. Косарев О.С. Хабазня та інші // Вісті Академії інженерних наук України, №1 (35), 2008.

ОСОБЕННОСТИ ПРОЕКТИРОВАНИЯ МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ ГЕРМЕТИЗАТОРОВ ШАХТНОГО ОБОРУДОВАНИЯ

Радионов А.В., Хабазня А.С., Виноградов А.Н., Казакуца А.В.

ООО «Научно-производственное внедренческое предприятие
«Феррогидродинамика»
ул. Большая Морская, 45/5, г. Николаев, 54030, Украина
факс 38 (0512) 37-44-65,
E-mail: radionov@fhd.nikolaev.ua

ЗАО «Горловский машиностроитель»
ул. Катеринича, 1, г. Горловка, Донецкой обл., 84603, Украина



Радионов Александр Владимирович окончил Николаевский кораблестроительный институт в 1984 году. С 1984 по 1987 годы аспирант в НКИ. В 1987 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук. Имеет 175 научных публикаций, в том числе 48 статей, 25 авторских свидетельств на изобретение и патентов, 41 статью в иностранных журналах. В настоящее время является директором НПВП «Феррогидродинамика». В 1998 г. избран академиком Академии инженерных наук Украины.



Хабазня Александр Сергеевич окончил Донецкий политехнический институт в 1974 году. В отделе главного конструктора Горловского машиностроительного завода работает с 1976 года. Имеет 15 публикаций, 8 патентов. В настоящее время работает главным конструктором в ЗАО «Горловский машиностроитель»



Виноградов Александр Николаевич окончил Николаевский кораблестроительный институт в 1976 году. После его окончания работал в ЦКБ «Черноморсудопроект». В НПВП «Феррогидродинамика» работает с 1990 года. Имеет 80 публикации, в том числе 34 статьи и 13 патентов. В настоящее время является главным инженером НПВП «Феррогидродинамика».



Казакуца Александр Владимирович окончил Николаевский кораблестроительный институт в 1985 году. После окончания института работал инженером-конструктором на предприятиях Минрыбхоза и Минсудпрома. Имеет 13 публикаций, 7 патентов. В настоящее время работает ведущим конструктором в НПВП «Феррогидродинамика»

В настоящее время МЖГ, предназначенные для использования в шахтном оборудовании, занимают все большее место в общем объёме продукции ООО «НПВП «Феррогидродинамика».

В основном это МЖГ подшипниковых узлов выходных валов исполнительных органов комбайнов, меньше - подшипниковых узлов выходных валов редукторов скребковых конвейеров и подшипниковых узлов крупных шахтных вентиляторов [1]. Как правило, данные подшипниковые узлы являются высоконагруженными, в них используются подшипники качения, смазка подшипников осуществляется трансмиссионным маслом. Эксплуатационные условия узлов тяжелые, с присутствием большого количества абразивных частиц угля, породы, агрессивной шахтной воды, при наличии сильных ударов и вибрации. Для вентиляторов – влажный воздух с большим количеством твердых частиц, оседающих на поверхностях рабочих колес, корпуса, подшипниковых опор. В качестве уплотняющих элементов подшипниковых узлов обычно используются: в комбайнах и конвейерах – пакеты резиновых армированных манжет, в вентиляторах – одиночные манжеты. Манжеты недороги и недефицитны, хорошо работают при условии обильной смазки (предотвращают вытекание масла из подшипникового узла), но быстро выходят из строя при уплотнении абразивных сред. В настоящее время производители шахтных комбайнов для защиты подшипниковых узлов предлагают более надежные, но и более дорогие уплотнения – манжеты из износостойких материалов производства фирмы «ECONOMOS Austria GmbH» либо торцевые уплотнения «Federal-Mogul Friedberg GmbH» (типа Duo-Cone).

Основной недостаток торцевых уплотнений – недопустимость осевых перемещений деталей узла, которые ведут к раскрытию стыка уплотняющих деталей (поэтому в конструкции необходимо использовать высокоточные дорогие подшипники, что резко увеличивает стоимость изделия в целом).

Как показал опыт эксплуатации и сравнительных испытаний, для защиты таких подшипниковых узлов с успехом можно использовать комбинированный герметизатор, состоящий из наружного магнитожидкостного герметизатора и внутреннего манжетного уплотнения, взаимно усиливающий преимущества и компенсирующий недостатки каждого типа уплотнений [2]. МЖГ предохраняет узел от проникновения твердых частиц, выталкивая их из рабочего зазора, заполненного магнитной жидкостью (магнитожидкостная левитация), манжета, нормально работающая в условиях обильной смазки, предотвращает вытекание смазочного масла из подшипникового узла и попадание масла в рабочий зазор. Иногда перед МЖГ организуется предварительное

лабиринтное уплотнение, затрудняющее доступ дисперсных абразивных частиц к рабочему зазору МЖГ.

Более чем десятилетний опыт создания герметизаторов подшипниковых узлов выходных валов шахтного оборудования позволяет отметить некоторые особенности их проектирования.

В МЖГ комбайнов (и конвейеров) используется радиальная схема расположения магнитов с уплотнением по кольцевому гребню на фланце втулки узла, входящему в кольцевой паз на торцевой поверхности герметизатора, при этом магнитное поле магнитной системы замыкается через заполненные магнитной жидкостью рабочие зазоры между магнитопроводами и кольцевым гребнем. При этом герметизатор состоит из двух частей – корпуса, выполненного в виде крышки подшипникового узла, и одеваемой на вал исполнительного органа втулки с фланцем, на котором расположен кольцевой гребень. Данная схема отличается значительной общей длиной рабочего зазора, по которому происходит уплотнение, при сравнительно малых габаритах магнитной системы. В средней части МЖГ посередине рабочего зазора находится кольцевая полость, заполненная пористым материалом, которая выполняет функцию резервуара магнитной жидкости, используемой для пополнения рабочего зазора.

В МЖГ шахтных вентиляторов обычно используется аксиальная схема расположения магнитов с уплотнением по поверхности защищаемого вала, отличающаяся малыми осевыми размерами.

МЖГ комбайнов выпускаются в точных габаритах штатных уплотнений, при этом в связи с требованиями изготовителей и проектировщиков комбайнов по особой прочности узла уплотнения в качестве деталей герметизатора используются доработанные детали штатного уплотнения, дополненные элементами магнитной системы. При проектировании МЖГ используются чертежи штатных уплотнений, полученные от изготовителей и разработчиков комбайнов. Конструкция МЖГ в общем достаточно сильно зависит от конструкции штатного уплотнения. Обязательно предусматривается разделительная манжета, устанавливаемая перед полостью подшипника для защиты МЖГ от трансмиссионного масла. Основная сложность при конструировании МЖГ – крайняя стесненность в габаритах при довольно значительных размерах самого изделия. При этом некоторые детали МЖГ или участки деталей получаются довольно тонкими в сечении, а точность изготовления из-за относительно небольших размеров рабочего зазора и необходимости его обеспечения требуется высокая. Конструкция МЖГ согласовывается как с заводом-изготовителем, так и разработчиком комбайна (в настоящее время разработчики комбайнов

изначально предусматривают возможность применения различных уплотнений и подшипников, выбор которых зависит от заказчика комбайна). Все детали герметизаторов с целью обеспечения надежности изделия производятся заводом-изготовителем комбайнов, сборка герметизаторов проводится специально вызываемыми заводом специалистами НПВП «Феррогидродинамика», после приемки герметизаторы устанавливаются на комбайн либо передаются на склад. Осуществляется авторский надзор за работой МЖГ на шахтах, чертежи МЖГ корректируются с учетом опыта изготовления и эксплуатации.

В качестве примера приведем конструкции герметизаторов исполнительных органов некоторых комбайнов, выпускающихся в настоящее время крупнейшим изготовителем шахтных комбайнов в Украине – ЗАО «Горловский машиностроитель».

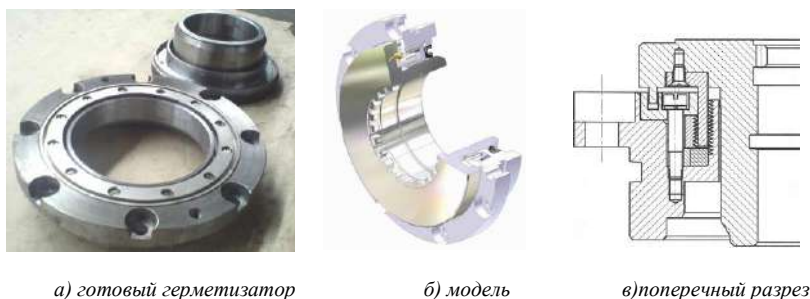


Рис. 1. МЖГ комбайна 1ГШ68

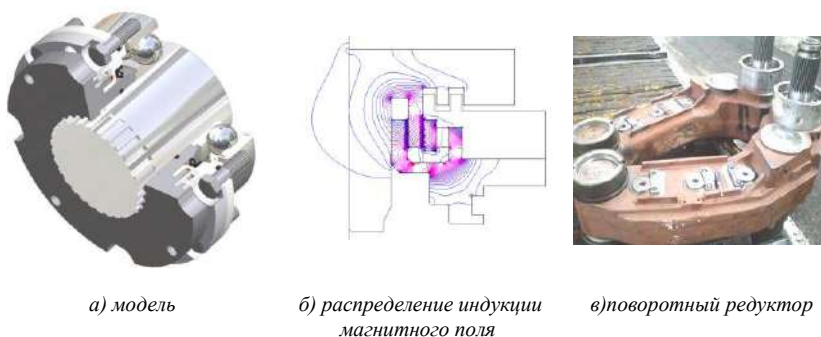


Рис. 2. МЖГ комбайна РКУ10, РКУ13

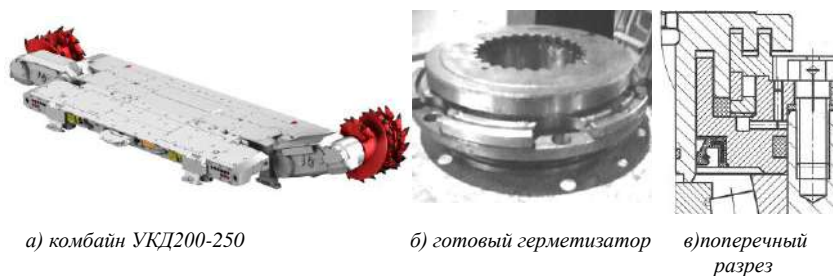


Рис. 3. МЖГ комбайна УКД200-250

Комбайны 1ГШ68, РКУ10, РКУ13, УКД200-250 очистные, с горизонтально расположенными шнековыми исполнительными органами. На фланцах втулок МЖГ данных комбайнов выполнены развитые лабиринтные уплотнения. Разделительная манжета расположена ниже магнитной системы. В МЖГ комбайна УКД200-250 выполнена дополнительная полость для заправки магнитной жидкости [3].

Комбайн КПД – проходческий, избирательного типа, с аксиальным исполнительным органом.

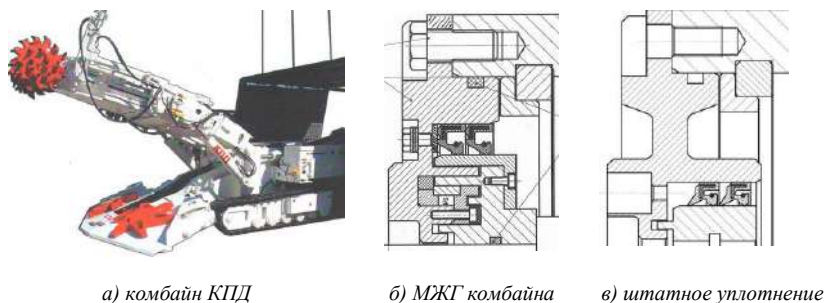


Рис. 4. МЖГ комбайна КПД

В отличие от предыдущих комбайнов, втулка уплотнения комбайна КПД расположена внутри подшипникового узла и снаружи практически полностью закрыта крышкой (корпусом МЖГ). Тем не менее, удалось разместить развитое предварительное лабиринтное уплотнение. Разделительные манжеты (возможна установка двух манжет) размещены снаружи по отношению к магнитной системе. Герметизатор достаточно габаритный – диаметр вала 195 мм, корпуса – 470 мм.

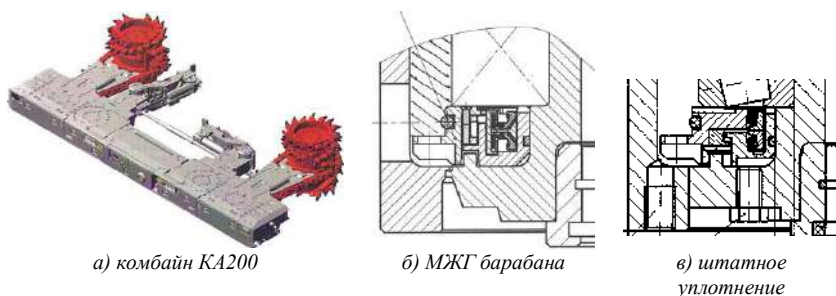


Рис. 5. МЖГ исполнительного органа комбайна КА200

Комбайн КА200 очистной, с двумя разнесенными барабанными с вертикальной осью исполнительными органами. Штатное уплотнение торцевое. Несмотря на небольшой осевой размер (46 мм), герметизатор содержит предварительное лабиринтное и манжетные уплотнения

Для комбайна КА200 также был разработан герметизатор редуктора.

В настоящее время готовится к выпуску (чертежи переданы на технологическую проработку заводоизготовителю) МЖГ выходного вала поворотного редуктора шнекового исполнительного органа очистного комбайна УКД200-400. В данном МЖГ предусмотрена дополнительная полость для заправки герметизатора магнитной жидкостью.

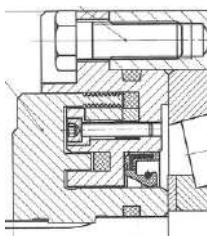


Рис. 6. МЖГ исполнительного органа комбайна УКД200-400

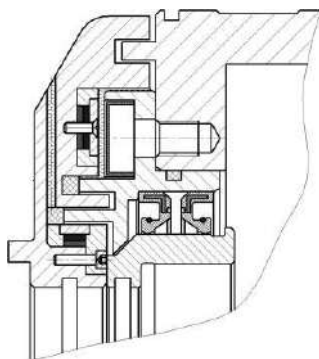


Рис. 7. МЖГ редуктора скребкового конвейера КСД-27

Кроме МЖГ редукторов комбайнов, «Феррогидродинамика» разрабатывает МЖГ редукторов скребковых конвейеров, работающих совместно с очистными комбайнами. На рисунке 7 показан МЖГ редуктора скребкового конвейера КСД-27. Габаритные размеры – наружный диаметр узла 500 мм, осевой размер 230 мм. Во фланце втулки, одеваемой на вал редуктора, расположены две магнитные системы с радиальным и аксиальным расположением магнитов. Разделительные манжеты сохранены. Рабочие чертежи МЖГ переданы за-

воду-изготовителю (ОАО «ДОНЕЦКГОРМАШ») и разработчику конвейера (ГП «ДОНГИПРОУГЛЕМАШ»). В настоящее время ведутся переговоры о начале выпуска данных МЖГ и их установке на конвейеры – по заявке заказчика.

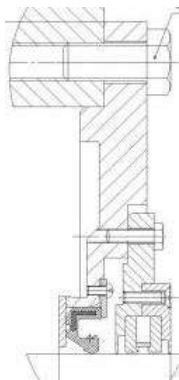


Рис. 8.
МЖГ вентилятора ВЦ-25

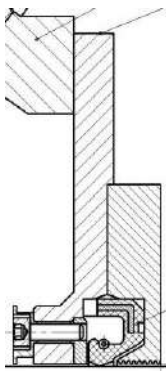


Рис. 9.
МЖГ вентилятора ВОД30М

Герметизаторы для защиты подшипниковых узлов крупных шахтных вентиляторов состоят из разъемных крышек подшипниковых узлов с разрезными манжетами (используются стандартные манжеты, стык расположен сверху), на которых монтируются разъемные МЖГ.

На рисунке 8 показан МЖГ центробежного вентилятора ВЦ-25 флангового проветривания шахты «Юбилейная» ОАО «Павлоградуголь». Диаметр вала 250 мм, наружный диаметр 530 мм, осевой размер 47 мм, рабочий зазор 0,6 мм.

В настоящее время находится в изготовлении МЖГ подшипниковых узлов осевого вентилятора ВОД30М шахты «Терновская» ОАО «Павлоградуголь» (рис. 9). В данном МЖГ магнитная система с радиальным расположением магнитов и одним полюсным наконечником находится перед манжетой. В качестве второго, нужного полюсного наконечника используется наружная крышка, на которой нарезаны концентраторы магнитного потока, прижимающая манжету. Магнитную жидкость предусматривается заправлять только под наружный полюсный наконечник. Диаметр вала вентилятора 300 мм, наружный диаметр крышки подшипника 680 мм, осевой размер 44 мм, рабочий зазор 0,6 мм.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Радионов А.В., Виноградов А.Н., Мельниченко А.А., Хабазня А.С. Магнито-жидкостные герметизаторы выходных валов для поворотных редукторов комбайнов // Уголь Украины, №2., (578), - 2005. – С.20-22.
2. Radionov A.V., Kosarev I.V. Tests of magnetic fluid seals of mining combine turning reduction gear. // 11th International Conference on Magnetic Fluids. July 23-27, Košice, Slovakia.
3. Радіонов О.В., Косарів І.В., Хабазня О.С., Виноградов О.М., Бойко Г.Г. Магніторідний герметизатор для вихідних валів поворотних редукторів очисного комбайна УКД 200-250 // Вісті Академії інженерних наук України – 2008, – №1 – С.26-31.

ПРИМЕНЕНИЕ МГД-МЕТОДА ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ВИХРЕВЫХ ЯВЛЕНИЙ В ПРИРОДНЫХ УСЛОВИЯХ В ТОНКИХ СЛОЯХ ЭЛЕКТРОЛИТОВ

Гак Е.З., Шапкин М.П., Гак М.З.,
ГНУ Агрофизический НИИ РАСХН,
195220, Гражданский пр. 14, Санкт-Петербург, Россия
E-mail: IAnanyev@agrophys.ru, technarium@mail.ru



Гак Елизавета Захаровна окончила Ленинградский Электротехнический Институт имени В.И. Ленина (ЛЭТИ) в 1960 году. В 1967 году защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по теме: «Некоторые кинетические процессы в сильных электролитах под действием постоянных электрических и магнитных полей) по специальности Экспериментальная физика. В 2003 году защитила диссертацию на соискание ученой степени доктора науки и техники (США) по специальности Информационная физика по теме: «Электрические и магнитные поля в исследованиях водных сред и природных явлениях». Почетный член Европейской биоэлектромагнитной ассоциации, член Русского Географического Общества. Имеет 310 научных публикаций, в том числе, 4 монографии, 18 авторских свидетельств, 1 патент РФ, 51 статью в иностранных журналах. В настоящее время – ведущий научный сотрудник ГНУ Агрофизический НИИ РАСХН.



Шапкин Михаил Павлович окончил Ленинградский государственный университет имени А.А. Жданова в 1986 году. Имеет 37 научных публикаций, в том числе, 1 патент РФ, 8 статей в иностранных журналах. В настоящее время – старший научный сотрудник ГНУ Агрофизический НИИ РАСХН.



Гак Михаил Захарович окончил Ленинградский Электротехнический Институт имени В.И. Ленина (ЛЭТИ) в 1965 году. Имеет 110 научных публикаций, в том числе, 35 изобретений, на 10 из которых получены патенты РФ. Изобретения относятся к применению магнитореологических суспензий при разработке и внедрении в промышленности динамических громкоговорителей, а также к применению МГД-эффектов в водных электролитах. 10 статей опубликовано в иностранных журналах. В настоящее время – директор ООО «НПП ДЕКА».

Проведены исследования на модельных системах по изучению векторного пространственного распределения поля скоростей в тонком слое электролита, где поток генерируется в водном растворе электролита МГД-методом. Сопоставлены качественные и количественные результаты для случая сложной агроландшафтной системы. Проведены

ны видеосъемки и компьютерная обработка потока при его взаимодействии с элементами растительности и агроландшафта.

1. Введение

Метод МГД-моделирования в тонких слоях электролита был предложен в Агрофизическом НИИ РАСХН и получил в дальнейшем широкое развитие в ряде институтов и организаций РАН, РАСХН и за рубежом.

Сложность натуральных исследований процессов массообмена, в частности турбулентных течений, водных и воздушных масс, математического описания этих явлений, приводит к необходимости использования лабораторных методов изучения подобных процессов [1].

Эти методы позволяют неоднократно воспроизводить исследуемые явления, помогают выявить главные механизмы ответственные за формирование потоков, обнаруживать новые стороны явлений, которые в реальных условиях не были замечены. В настоящее время лабораторные методы широко применяются для уточнения и проверки различных теоретических моделей, описывающих процессы гидродинамической неустойчивости при переходе от ламинарного режима к турбулентному.

На основе молекулярно-кинетической теории жидкости Я.И.Френкеля (1959) был предложен микроскопический механизм генерации потока в водном электролите ($V \neq 0$, $E \neq 0$). Этот механизм основан на изменении векторов импульсов ионов (катионов и анионов) в момент трансляционных переходов с тепловыми скоростями из равновесных состояний в решетке воды. Из-за малых размеров ионов, они являются объектами нанотехнологии. Вследствие кооперативной однонаправленной передачи импульсов решетке воды, дополнительное давление возрастает и ведёт к генерации макроскопических потоков со значительными тангенциальными скоростями. Аналогичные эффекты могут быть эффективны для изучения на основе работ Дж. К. Бэтчелора [2] по микрогидродинамике. В этом случае жидкость может быть рассмотрена не как макроскопическая окружающая среда, а как среда с дискретными физико-химическими свойствами. Эти особенности жидкости могут быть полезны для решения проблем связанных с процессами переноса в тонких слоях.

Результаты были использованы в различных областях науки и техники:

- управление кинетикой электродных процессов: катодных и анодных,
- моделирование природных вихревых явлений в атмосфере и океане, совместно с Институтом физики атмосферы РАН им. А.М.Обухова [3]

– визуализация процессов осаждения и эрозии в краевых зонах гравитационных аномалий, совместно с Институтом Проблем нефти и газа РАН на основе МГД-эффектов осаждения прозрачных суспензий парамагнитных или однодоменных ферромагнитных частиц в тонких слоях жидкости в высокоградиентных краевых зонах магнитных полей. Показано, что тангенциальная компонента геофизических полей оказывает основное влияние на природные эффекты и живые системы.

Данная работа посвящена дальнейшему исследованию и изучению взаимодействия ветровых потоков с растительными ландшафтами, совместно с Физическим факультетом СПбГУ [4,5].

Для сельскохозяйственных целей, лесоразведения и решения ряда экологических задач особый интерес представляет исследование широкого класса нелинейных гидродинамических явлений в структурах проникающей шероховатости, моделирующей растительность и агроландшафтные структуры. Представляет интерес изучение процессов моделирования взаимодействия ветра с растительностью, экранирования сельскохозяйственных полей и жилых построек, то есть изучение взаимодействия ветрового потока с различными типами агроландшафтов.

Имеющийся опыт позволил разработать метод физического моделирования процессов массообмена в воздушной среде обитания растений в агроландшафтах на основе МГД-эффектов в тонких слоях электролита [6-10].

В том случае, когда это было возможно, проводилось качественное, а в ряде случаев и количественное сопоставление результатов физического и математического моделирования. Однако удавалось получать лишь визуальные картины течений (линий тока) и изучать их взаимодействие с препятствиями. Получать же количественные данные по полям скоростей, их соотношению с исходными значениями, по нашей методике визуализации удавалось лишь в отдельных случаях. В целом, по всем пространству поверхности жидкости в кюветах подобная оценка при визуализации микрочастицами лейкоподия, бронзовой и алюминиевой пудры была затруднительна или невозможна вообще.

Развитие автоматизации эксперимента на базе современной компьютерной техники и цифровой видеосъемки открыло новые возможности для глобальных измерений параметров течений, в частности полей скорости. Одна из первых таких попыток предпринята в [11]. Однако малая плотность экспериментальных данных не позволила использовать все преимущества метода. Дальнейшее развитие эти методы получили в [12]. В [13] была предложена новая методика лабораторного измерения двумерных полей скорости и давления на поверхности электролита, основанная на обработках трековых фотографий

течения, для случая генерации потоков МГД-методом в тонком слое электролита, выполненного по предложенной нами методике (Институт физики атмосферы РАН, Москва). Подобная методика для исследования генерации векторного поля скоростей и ускорений, а также других параметров потока в диэлектрической жидкости движущейся под действием неоднородного высоковольтного электрического поля была рассмотрена в цикле работ [13-15].

Совместно с НОЦ "Электрофизика" впервые была использована методика компьютерной обработки вихревых потоков, возбуждаемых МГД-методом, и позволяющая получать пространственные распределения векторного поля скоростей [13].

Цель данных исследований – разработка метода физического моделирования процессов энергомассопереноса в агроландшафтах (растительность, различные структуры рельефа, сельскохозяйственные постройки) при наличии ветровых потоков на основе МГД-метода с использованием компьютерной обработки визуальных картин потока.

II. Методика и результаты

Для проведения исследований разработан и изготовлен макет установки и выполнен цикл исследований. Установка включает 3 блока (рис. 1, рис. 2 и рис.3): кювету с электролитом, устройство для генерации потока, включающее электроды для подачи постоянного тока и постоянные магниты, а также модели растительности, стабилизированный источник тока, водный электролит. Второй блок включает в себя оптическую систему регистрации, включающую фотокамеру Canon Powershot A70. В качестве постоянного источника света использовали люминесцентные лампы, а для импульсного освещения применялся стробоскоп. В третий блок входило компьютерное обеспечение, в качестве которого для обработки видеок кадров использована программа компьютерной обработки изображения EHD reader, реализованная в системе MATLAB [13].

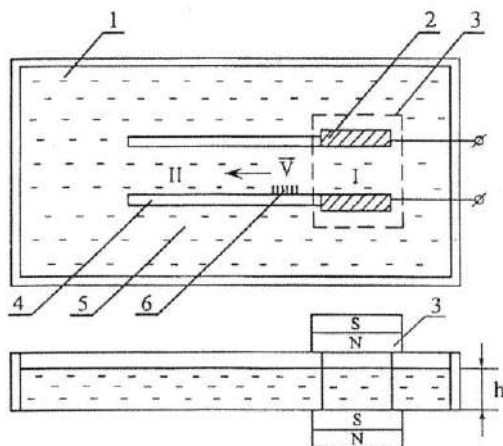


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для моделирования процессов массопереноса

- 1 – прямоугольная кювета; 2 – плоско-параллельные электроды; 3 – прямоугольные магнитные пластины из феррита стронция; 4 – параллельные образующие прямоугольного канала; 5 – электролит; 6 – модель проницаемого препятствия; I – зона генерации потока; II – область расположения элементов моделей

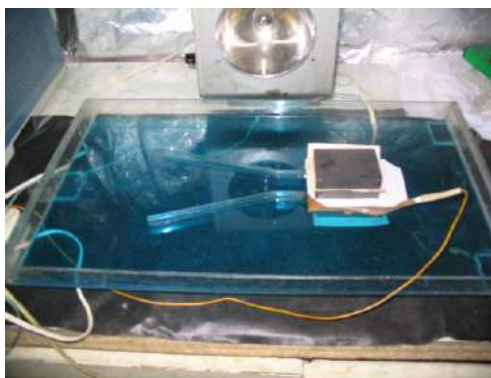


Рис. 2. Фотография кюветы с МГД-каналом

В ходе исследований совместно с сотрудниками НОЦ "Электрофизика" были получены видеоизображения потока жидкости и проведена первая пробная компьютерная обработка. Однако для получения структуры векторных полей скоростей и ускорений в наших модельных системах с растительностью выполнена дальнейшая доработка программ с учетом

особенностей течения МГД-поток в электролитах и наличия системы препятствий, моделирующих растительность или какие-либо другие структуры (дома, сельскохозяйственные постройки и т.п.). Для апробации компьютерных программ для обработки МГД-течений в НОЦ "Электрофизика" была поставлена экспериментальная работа, включающая полный цикл обработки (в замкнутой системе) генерации двух вихрей МГД-методом (генерация вихрей, кинорегистрация, полный цикл компьютерной обработки, включая МГД-моделирование).

Была произведена обработка течений, полученных в экспериментальной кювете, представленной на рис.3.

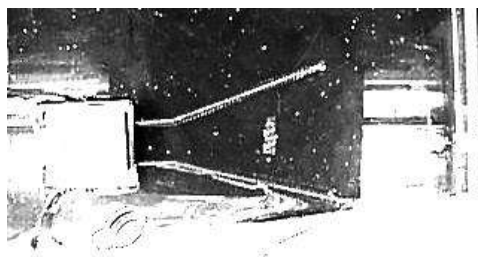


Рис. 3. Схема кюветы с моделью растительности при обтекании её потоком

Результаты обработки – распределение векторного поля скоростей – представлены на рис. 4.

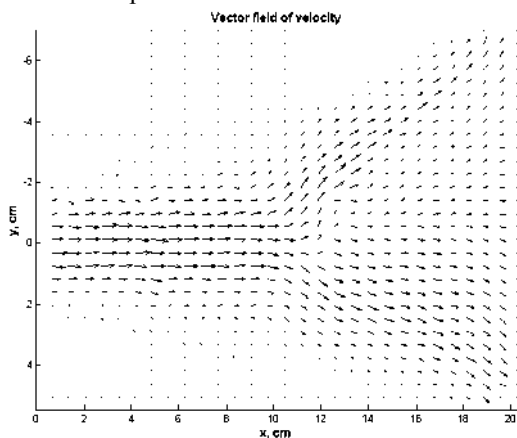


Рис. 4. Векторное поле скорости, компьютерная обработка визуальной картины (по рис. 2, 3)

На основе видеокадров с применением компьютерной обработки получен графический контур распределения скоростей в канале, аппроксимация скоростей вдоль потока и поперёк его, профиль скорости, а также рельефные поверхностные графики. Было показано, что для получения отдельных структур, отражающих внедрённые в поток элементы ландшафта, нужна дополнительная отработка методики компьютерной обработки и разработка критериев моделирования в пространстве и времени.

Полученные результаты показывают принципиальную возможность моделирования и компьютерной обработки процессов переноса в следующих агроландшафтах:

- а) в проницаемых структурах неограниченной протяжённости (например, сплошной посев);
- б) в структурах с ограниченной протяжённостью (лесополосы);
- в) при наличии возвышенностей с растительностью и без неё (холмы с растительностью и без неё).

Подобная методика позволила бы непосредственно сравнивать как результаты расчёта на базе математических моделей, лабораторных данных моделирования, так и полевых экспериментов, что значительно упростило бы и уточнило прогнозные оценки и позволило верифицировать модели массообмена.

III. Заключение

В работе представлены методика и результаты обработки сложной системы большой площади, где ролью МГД-потока являлась плавная генерация потока. Структура потока определялась геометрией гидродинамической системы, наличием элементов препятствий, будь это растения, модели холмов, долин и т.п., а также исходной скоростью, режимом потока (ламинарным, турбулентным, переходным). Полученные результаты показали, что методика обработки видеоизображений, ранее получаемых лишь для диэлектрических жидкостей (масел, нефти, битумов и т.п.) пригодна и перспективна для водных электролитов. Это создаёт возможность корректировки математических моделей, структур растительных препятствий, а также возможность использовать полученные результаты при проектировании и пространственном размещении зданий, элементов агроландшафта. Полученные результаты коррелируют с данными полевых исследований, известных в литературе, а также могут рассматриваться при реализации математических программ по моделированию процессов тепло-массопереноса в растительности.

Вместе с тем возможно использование их в учебном процессе электрофизических, гидротехнических и сельскохозяйственных специальностей.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Алексеев В.В, Киселёва С.В., Лаппо С.С. Лабораторные модели физических процессов в атмосфере и океане. М.: Наука, 2005, 312 с.
2. Бэтчелор Дж.К. Успехи микрогидродинамики. – Труды XIV Международного конгресса по теоретической и прикладной механике. Пер. с англ. – М.: Мир, 1979. – с. 136–187.
3. Гак Е.З., Гридин В.И., Гак М.З., Шапкин М.П. Проблемы космической безопасности, Книга 10, Изд. ИНТАН, Санкт-Петербург. 2004, стр. 180 – 206.
4. Стишков Ю.К., Гак Е.З., Павлов В.А., Пугач О.А. Компьютерное моделирование и экспериментальное исследование МГД-течений в сильных электролитах // Сб. научных трудов 13 международной Плесской конференции по нанодисперсным магнитным жидкостям, Плещ, Россия, 2008, С. 236–243.
5. Гак Е.З., Шапкин М.П., Гак М.З., Пугач О.А. // Сб. докладов 9 международной научной конференции. Современные проблемы электрофизики и электродинамики жидкостей, С.-Петербург, 2009, С. 347–351.
6. Бондаренко Н.Ф., Гак Е.З., Гак М.З. // Инженерно-физический журнал, 2002, т. 76, № 5, С. 186–196.
7. Бондаренко Н.Ф., Гак Е.З., Гак М.З., Смоляр Э.И. // Доклады ВАСХНИЛ, 1989, № 10, С. 11–13.
8. Bondarenko N. Ph., Gak E.Z., Gak M.Z., Smolyar E.I. // Phys. Chem. Earth, 1998, V. 23, No 4, P. 465–470.
9. Бондаренко Н.Ф., Гак Е.З., Шапкин М.П. // Доклады РАСХН, 2002, № 1, С. 45–47.
10. Бондаренко Н.Ф., Гак Е.З., Шапкин М.П. // Доклады РАСХН, 2003, № 1, С. 31–32.
11. Sommeria Y., Meyers S., Swinney H. // Experiments on vortices and Rossby waves in Eastward and Westward Jets. Nonlinear topics in Ocean Physics. Ed. A. Osborne. Amsterdam: North-Holland, 1989.
12. Sekino Y., Ohyama R., Kaneko K., Measurements of unsteady EHD flow from injection charges on free surfaces by particle report image velocimetry. Annual conference on electrical insulation and dielectric phenomena. USA, 1998, Atlanta, V. 1, P. 162–165.
13. Афанасьев С.Б., Лавренюк Д.С., Николаев П.О., Стишков Ю.К. // Электронная обработка материалов, 2007, № 1, С. 24–30.
14. Крымов В.А., Манин Д.Ю. // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1991, т. 27, № 7, С. 762–769.
15. Павлейно М.А., Стишков Ю.К. Компьютерная обработка экспериментов в электрогидродинамике // Сборник докладов VI международной конференции Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей, 2000, Санкт-Петербург, С. 4–9.

ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ НАНОДИСПЕРСНОЙ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В ВЫСОКОГРАДИЕНТНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Арефьев И.М., Арефьева Т.А., Страдомский Ю.И.

Ивановский государственный энергетический университет
имени В.И. Ленина

153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34. Факс: (4932)385701;

E-mail: office@politech.ivanovo.ru



Арефьев Игорь Михайлович окончил Ивановский государственный химико-технологический университет в 2006 году. В 2009 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата химических наук. Имеет 49 научных публикаций, в том числе 10 статей, 3 статьи в иностранных журналах. В настоящее время является научным сотрудником проблемной научно-исследовательской лаборатории прикладной феррогидродинамики ПНИЛ ПФГД (ИГЭУ).



Арефьева Татьяна Альбертовна окончила Ивановский химико-технологический институт в 1979 году. С 1987 по 2007 гг. – сотрудник СКТБ «Полус». Прошла путь от инженера до ведущего химика-технолога и начальника производства магнитных жидкостей. Имеет 4 патента РФ и 1 патент США. В настоящее время является ведущим инженером проблемной научно-исследовательской лаборатории прикладной феррогидродинамики ПНИЛ ПФГД (ИГЭУ).



Страдомский Юрий Иосифович – к.т.н., профессор кафедры электромеханики ИГЭУ. В 1962 году окончил Ивановский энергетический институт. Работает в ИГЭУ с 1965 года. Опубликовал 138 трудов, в том числе 36 статей, 15 авторских свидетельств, 4 статьи в иностранных журналах. С 1980 по 1989 годы работал в ПНИЛ ФГД в качестве заместителя научного руководителя, с 1980 по 1987 годы был заведующим ПНИЛ ФГД.

Устойчивость нанодисперсных магнитных жидкостей (МЖ) в магнитных полях в течение длительного промежутка времени – один из факторов, определяющих возможность их практического использования в качестве рабочего тела в магнитожидкостных уплотнениях и других электромеханических устройствах, в качестве магнитных смазок и т.д. При наложении высокоградиентного магнитного поля перераспределение частиц магнитной фазы в магнитной жидкости неизбежно, однако, подобное перераспределение не должно приводить к расслоению МЖ с последующей потерей её работоспособности.

В устойчивой магнитной жидкости диаметр d частиц магнитной фазы составляет 8-12 нм. Согласно наиболее распространенной модели МЖ частицы в ней окружены оболочкой поверхностно-активного вещества. Частицы вместе с оболочками находятся в состоянии теплового броуновского движения. Под действием внешнего силового поля инициируется процесс седиментации частиц в область с наименьшей потенциальной энергией для данного силового поля. Ему препятствует процесс диффузии частиц под влиянием их теплового броуновского движения. Коллоидный раствор считается устойчивым, если процессы седиментации и диффузии уравниваются друг друга. Распределение объемной концентрации φ МЖ в объеме, подверженном воздействию внешнего силового поля, можно смоделировать законом Больцмана [1]

$$\varphi = \varphi_0 \cdot e^{-\frac{U-U_0}{U_T}}, \quad U_T = kT, \quad (1)$$

где: U – потенциальная энергия частицы в рассматриваемом поле; U_T – энергия теплового броуновского движения частицы; $k=1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана. Концентрации φ_0 соответствует значение потенциальной энергии U_0 .

Исследование устойчивости МЖ проводилось в высокоградиентном магнитном поле, создаваемом электромагнитом ФЛ-1. В зазор между конусообразными полюсами электромагнита (рис. 1) помещалась трубка из немагнитного материала, внутрь которой заливалась МЖ. В зазоре создавалось неоднородное магнитное поле. Максимальное значение индукции в минимальном зазоре в точке С составляло $B_{\max}=2,4$ Тл, а минимальное значение в точке D вблизи нижней внешней поверхности МЖ – $B_{\min}=0,6$ Тл. Среднее значение модуля градиента индукции равно $|\nabla B|=25,7$ Тл/м.

Потенциальная энергия частицы с намагниченностью M_d и диаметром d в магнитном поле равна

$$U_M = -M_d \cdot V \cdot B, \quad V = \frac{\pi d^3}{6}. \quad (2)$$

Значения потенциальной энергии частиц магнетита ($M_d=450$ кА/м) с диаметром $d=10$ нм в точках С и D будут соответственно равны: $U_{MC} = -5,65$ Дж и $U_{MD} = -1,41$ Дж. В эксперименте можно пренебречь потенциальной энергией частицы в гравитационном поле по сравнению с аналогичной энергией в магнитном поле. Согласно (1) значение объемной концентрации частиц МЖ в точке С относительно концентрации частиц в точке D при температуре $T=(273+20)$ К стремится к нулю

$$\varphi_C = \varphi_D \cdot e^{-\frac{U_C - U_D}{U_T}} = \varphi_D \cdot e^{-\frac{(5,65-1,41)}{4,04} \cdot 10^2} = \varphi_D \cdot e^{-102} \rightarrow 0. \quad (3)$$

Это может означать, что под действием магнитной силы

$$F_M = M_d \cdot V \cdot |\nabla B| \quad (4)$$

в поведении частиц будет наблюдаться тенденция к их движению в область минимального зазора (рис. 1), где индукция максимальна. Концентрация МЖ в области точки С будет стремиться к предельной, а в области точки D - к нулевому значению.

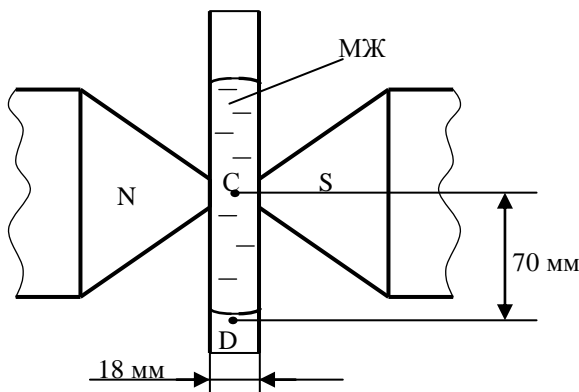


Рис.1. Эскиз экспериментальной установки

Скорость этого процесса зависит от скорости движения магнитных частиц в МЖ. Магнитная сила F_M уравновешивается вязкостной силой Стокса

$$F_B = 3\pi \cdot \eta \cdot d \cdot v, \quad (5)$$

где η – динамическая вязкость. Из соотношений (4) и (5) установившаяся скорость будет равна

$$v = \frac{M_d \cdot V \cdot |\nabla B|}{3\pi \cdot \eta \cdot d}. \quad (6)$$

Для условий эксперимента ($|\nabla B| = 25,7$ Тл/м) скорость движения частицы магнетита с диаметром $d=10$ нм в керосине, имеющим динамическую вязкость порядка $\eta=9 \cdot 10^{-4}$ Па·с, составит $v \approx 0.004$ мм/мин. Для преодоления пути 70 мм от точки С до точки D (рис. 1) частице потребуется около 12 суток. Таким образом, для устойчивых магнитных жидкостей скорость перераспределения частиц в условиях эксперимента ничтожно мала, и отток жидкости-носителя наблюдаться не

должен. Если магнитная жидкость является неустойчивой, и в ней присутствуют агрегаты, имеющие значительный диаметр d , то отток жидкости-носителя может наблюдаться. Так, например, агрегат с диаметром $d=1$ мкм, передвигаясь со скоростью $v \approx 4$ мм/мин, расстояние CD преодолел бы за 17,5 мин.

В качестве образца исследования в работе использовалась магнитная жидкость на основе керосина (МКК 001-60). В ряду магнитных жидкостей магнитные жидкости на основе керосина являются наименее вязкими, следовательно, в случае, если МЖ изначально является нестабильной, отток жидкости-носителя с последующим расслоением МЖ в магнитном поле будет наиболее очевиден. Технические характеристики МЖ МКК 001-60 приведены в табл. 1.

Таблица 1.

Технические характеристики магнитной жидкости МКК 001-60

Марка МЖ	Объемная доля магнетита, %	Намагниченность насыщения, кА/м	Плотность, г/см ³	Пластическая вязкость, Па·с
МКК 001-60	14,5	55	1,45	0,0026

Эксперимент также проводился с магнитными жидкостями, полученными путем разбавления исходной магнитной жидкости. Их характеристики приведены в табл. 2.

Таблица 2.

Характеристики магнитных жидкостей после разбавления

Марка МЖ	Объем МЖ, взятой из предыдущего опыта, мл	Объем добавленной жидкости-носителя, мл	Объемная доля магнетита, %	M_s , кА/м
МКК 001-60	10	–	14,5	55
МКК 001-60 (1)	5	5	7,25	27,5
МКК 001-60 (2)	5	5	3,63	13,8
МКК 001-60 (3)	5	5	1,82	6,9
МКК 001-60 (4)	5	5	0,91	3,5
МКК 001-60 (5)	5	5	0,46	1,8
МКК 001-60 (6)	5	5	0,23	0,9

В ходе эксперимента МЖ объемом около 10 мл заливалась в трубку, закрепленную в межполюсном зазоре электромагнита (рис. 1). Время непрерывного воздействия высокоградиентного магнитного поля на МЖ составляло 20 минут.

В ходе эксперимента оттока жидкости-носителя из трубки не наблюдалось. Таким образом, можно сделать следующие выводы:

- во-первых, маловязкая магнитная жидкость МКК 001-60 является устойчивой в высокоградиентных магнитных полях;
- во-вторых, стабильность исходной магнитной жидкости не нарушается при многократном разбавлении жидкостью-носителем;
- в-третьих, отрицательное влияние соотношения потенциальной и тепловой энергии частиц на устойчивость МЖ в высокоградиентном магнитном поле компенсируется малой скоростью движения частиц нанодисперсной магнитной фазы.

На стабильность магнитных жидкостей, в том числе и на их устойчивость в магнитных полях, влияет множество факторов. Среди них, прежде всего, необходимо выделить величину энергии адсорбционного взаимодействия молекул поверхностно-активного вещества с активными центрами на поверхности частиц дисперсной фазы; сродство неполярной части молекул ПАВ с жидкостью-носителем; наличие или отсутствие незащищенных участков на поверхности частиц дисперсной фазы; моно- или полидисперсность и размер частиц дисперсной фазы. Очевидно, что главную роль при синтезе магнитных жидкостей играет процесс адсорбции – самопроизвольного перехода молекул ПАВ в поверхностный слой. В случае, если энергия адсорбционного взаимодействия составляет 100 кДж/моль и более, и при этом цепочечная часть молекул ПАВ растворяется в жидкости-носителе, даже в высокоградиентном магнитном поле оттока жидкости-носителя не происходит, что и показывает наш эксперимент. Межмолекулярные взаимодействия между молекулами ПАВ и жидкости-носителя, а также адсорбционные взаимодействия между молекулами ПАВ и активными центрами на поверхности частиц дисперсной фазы настолько сильны, что при наложении магнитного поля не происходит ни десорбции молекул ПАВ с поверхности, ни выпадения стабилизированной магнитной фазы (магнетита) в осадок. Безусловно, дополнительные знания по адсорбционным и сольватационным эффектам, по энергетическим и структурным изменениям, происходящим при синтезе магнитных жидкостей, помогут в будущем количественно оценивать все вышеизложенные эффекты и подбирать оптимальные условия (в том числе, и величину индукции магнитного поля) эксплуатации МЖ в конкретных электромеханических и других устройствах.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Фертман В.Е. Магнитные жидкости: справ. пособие // Мн.: Выш. шк., 1988. – 184 с.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МОМЕНТА ТРЕНИЯ В МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ УПЛОТНЕНИЯХ

Полетаев В.А., Малинина Н.В., Казаков Ю.Б.

Ивановский государственный энергетический университет
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34. Факс: (4932) 385701;
E-mail: poletaev@tam.ispu.ru



Полетаев Владимир Алексеевич окончил Ивановский энергетический институт в 1976 г. В 1997 г. защитил докторскую диссертацию. Опубликовал около 200 трудов. Профессор, заведующий кафедрой технологии автоматизированного машиностроения ИГЭУ.



Малинина Наталья Валентиновна – старший преподаватель кафедры теоретической и прикладной механики ИГЭУ. Имеет 6 научных публикаций.



Казаков Юрий Борисович окончил Ивановский энергетический институт в 1976 г. В 2000 г. защитил докторскую диссертацию. Опубликовал 220 трудов. Научный руководитель проблемной научно-исследовательской лаборатории прикладной феррогидродинамики, профессор, заведующий кафедрой электромеханики ИГЭУ, чл.-корреспондент АЭН РФ.

Магнитожидкостные герметизаторы (МЖГ) относят к бесконтактным щелевым уплотнениям, работающим по принципу гидравлического запора, в котором магнитная жидкость удерживается магнитным полем в рабочих зазорах между сопрягаемыми деталями. МЖГ имеют ряд преимуществ по сравнению с применяемыми уплотнениями: обеспечивают практически полную герметичность, выдерживают достаточно высокий перепад давлений, как в статическом, так и в динамическом режимах; просты по конструкции и изготовлению.

В МЖГ при вращении возникает вязкое азимутальное течение магнитной жидкости (МЖ), которое определяет показатели МЖГ – мощность потерь на трение P и собственный момент трения M . По исполнению рабочего зазора МЖГ разделяют на радиальные и торцовые. Основной недостаток радиальных МЖГ – сложность обеспечения равномерности рабочего зазора из-за погрешностей изготовления и сбор-

ки деталей, а также люфта подшипникового узла. Эксцентриситет и биение вала приводят к появлению магнитной силы одностороннего тяжения вала, повышению P и M , снижению работоспособности МЖГ. Торцовые МЖГ не чувствительны к радиальному биению и эксцентриситету, однако в них сложно обеспечить постоянство рабочего зазора в условиях изменения температуры окружающей среды, когда из-за температурного расширения вала увеличивается рабочий зазор. На величину зазора также влияют величины шероховатости и волнистости сопрягаемых поверхностей, класс точности изготовления деталей.

Конфигурация полюса и соотношения размеров рабочего зазора, характеристики используемой МЖ, примененного постоянного магнита, определяющего интенсивность магнитного поля, также влияют на удерживаемый критический перепад давлений, P и M . Выбирая конструкцию МЖГ, технологию изготовления и сборки, конфигурацию полюса и размеры рабочего зазора, необходимо стремиться к повышению удерживаемого критического перепада давления, снижению потерь на трение и момента трения МЖГ [1]. Для МЖ с нелинейной реологической характеристикой эти величины также нелинейно зависят от частоты вращения вала n . Важной задачей является определение таких зависимостей на этапе разработки МЖГ, экспериментальное подтверждение расчетных методик.

Расчет момента трения МЖГ производится на основе общего соотношения $M = \mu R S v / \delta$, где R – радиус вращающегося вала, S – площадь соприкосновения МЖ с валом, δ – зазор, μ – динамическая вязкость, v – окружная скорость вращения вала. Так как S зависит от формы и положения магнитогазодисперсионной пробки, которые определяются распределением магнитного поля, перепадом давления и температурой, а μ зависит от магнитогидродинамического состояния МЖ, которое в свою очередь определяется распределением поля скоростей течения МЖ с нелинейной магнитогеологической характеристикой, изменение этих параметров приводит к изменению M и P .

В [1] выведены соотношения для моментов трения МЖГ с треугольными, трапецеидальными и прямоугольными профилями зубцов в предположении, что весь зазор заполнен МЖ, а вязкость ее не зависит от градиента скорости сдвига и магнитной индукции. На рис. 1 показаны кривые распределения магнитной индукции на поверхности вала под зубцами различного профиля и показаны основные геометрические размеры: δ – зазор; b – ширина зубца; t – ширина площадки на кромке зубца; α – угол между поверхности вала и зубца. Момент трения зависит от величины рабочего зазора и, следовательно, от шероховатости и волнистости поверхностей полюса.

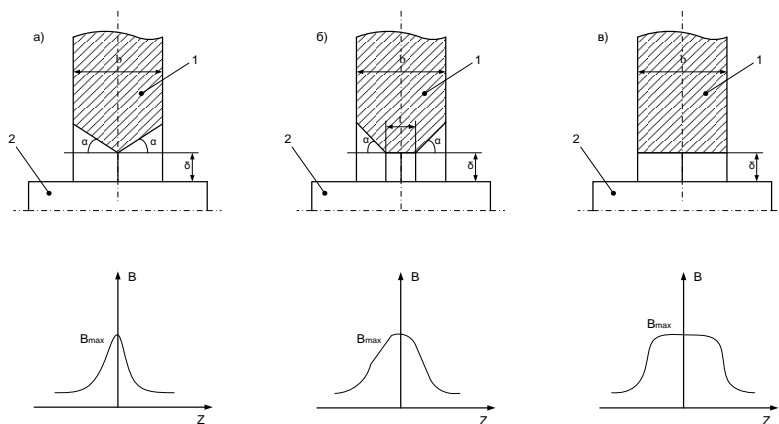


Рис. 1. Кривые распределения магнитной индукции под зубцами различного профиля: 1 – полюс; 2 – вал

Момент трения для зубцов различной конструкции соответственно составит:

$$M = 4\pi\mu\omega R^2 ctg\alpha \cdot \ln \frac{b}{2\delta ctg\alpha};$$

$$M = 2\pi\mu\omega R^2 [t/\delta + 2ctg\alpha \cdot \ln \frac{b-t}{2\delta ctg\alpha}];$$

$$M = 2\pi\mu\omega R^2 b/\delta;$$

где ω – угловая скорость.

Более корректно определять потери на трение и момент трения МЖГ при снятии принятых допущений на основе численного конечно-элементного расчета поля скоростей течения псевдопластичной магнитной жидкости с нелинейными магнито реологическими характеристиками в зазоре МЖГ с неоднородным магнитным полем при заданном перепаде давления, определяющим форму и конфигурацию магнито жидкостной пробки и предварительно найденная из задачи магнитного поля [2]. Мощность потерь P , выделяемая в магнито жидкостной пробке, как сумма мощностей выделяемых во всех $L=1, \dots, E$ конечных элементах МЖ с радиусом r_L и площадями S_L , неравномерно распределена по объему МЖ и покрывается механической мощностью со стороны вращающегося вала

$$P = \frac{1}{2} \sum_{L=1}^E S_L 2\pi r_{Lcp} \mu_L \gamma_L^2.$$

Собственный момент трения МЖГ определяется энергетическим методом $M = P/\omega$..

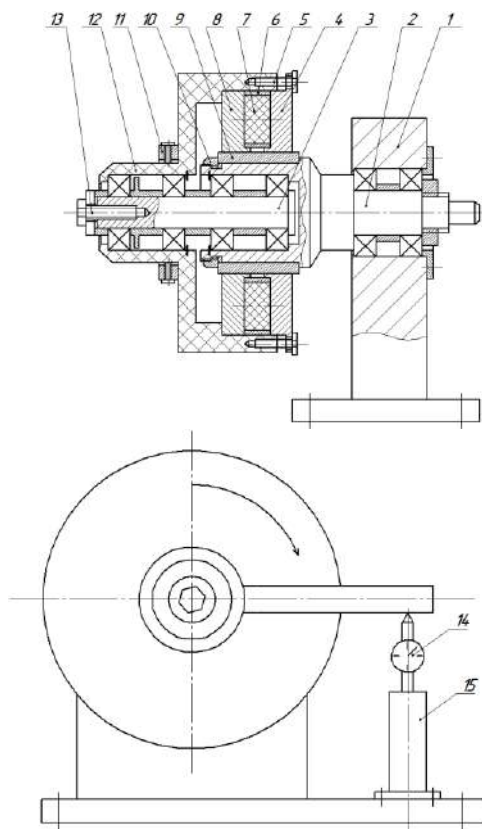


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 – Стойка; 2 – подвижный вал; 3 – неподвижный вал; 4 – съемный полюс; 5 – болт; 6 – диск; 7 – магнит; 8 – съемный полюс; 9 – сменная втулка; 10 – гайка; 11 – хомут; 12 – корпус; 13 – болт; 14 – индикатор; 15 – опора

Различные расчетные методики определения потерь на трение в МЖГ и собственного момента трения требуют экспериментального обоснования их корректности. С целью экспериментального исследования влияния размера рабочего зазора, конфигурации зубцовой зоны, параметров МЖ, постоянного магнита, удерживаемого перепада давления, шероховатости поверхностей, частоты вращения вала на изменение потерь на трение и момента трения была разработана установка

(рис. 2), включающая стойку 1, подвижный вал 2, неподвижный вал 3, съемные полюсы 4 и 8, болты 5 и 13, диск 6, магниты 7, сменную втулку 8, гайку 10, хомут 11, корпус 12, индикатор 14, опору 15.

Сменные втулки изготовлены из сталей ст. 3, 40Х13, 12Х18Н10Т и при проведении экспериментов приводились во вращение со скоростью 10-5000 об/мин. Сменные полюсы 4 и 8 изготовлены из разных материалов. Наружная поверхность сменной втулки 8 обрабатывалась точением, шлифованием и алмазным выглаживанием с целью получения разной величины шероховатости поверхности, влияющей на величину рабочего зазора между втулкой и полюсами 4 и 8. Корпус 12 соединяется через хомут 11 с индикатором 14 позволяющим измерять величину момента трения. Такой стенд позволит провести экспериментальные исследования момента трения МЖГ при вариациях различных параметров.

Выводы

Различные расчетные методики определения потерь на трение в МЖГ и собственного момента трения требуют экспериментального обоснования их корректности их применения.

Разработана экспериментальная установка, на которой возможно проведение опытных исследований потерь на трение и момента трения МЖГ с разной скоростью вращения втулок; магнитами из разных материалов; втулками с разной величиной шероховатости поверхности, позволяющими изменять размер рабочего зазора.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Магнитные жидкости в машиностроении / Д.В. Орлов, Ю.О. Михалев, Н.К. Мышкин и др.: Под ред. Д.В. Орлова, В.В. Подгоркова. – М.: Машиностроение, 1993. – 272 с.
2. Казаков Ю.Б., Тихонов А.И. Расчет поля скоростей течения псевдопластичной магнитной жидкости в зазоре магнитожидкостного герметизатора с неоднородным магнитным полем, мощности потерь и момента трения при максимальном перепаде давления //Тр. 13 Плесской конф. по маг. жидкостям. – Плес. 9 - 12 сентября 2008. - С. 394-400.

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ РАБОЧЕГО ЗАЗОРА МАГНИТОЖИДКОСТНОГО ГЕРМЕТИЗАТОРА

Перминов С.М.

Ивановский государственный энергетический университет
153003, Иваново, ул. Рабфаковская, 34. Факс: (0932)385701;

E-mail: pms@upm.ispu.ru



Перминов Сергей Михайлович окончил ИЭИ в 1977 г. Исследованием магнитных жидкостей начал заниматься в студенческие годы. В ИЭИ работает с 1977 г. инженером НИС, а с 1980 г. в ПНИЛ феррогидродинамики - младшим научным, научным и старшим научным сотрудником. В 1986 году защитил в МЭИ кандидатскую диссертацию по теме “Математическое моделирование и проектирование магнитных систем в магнитожидкостных герметизаторах”. С октября 1987 г. является заведующим ПНИЛ ПФГД. Имеет 48 авторских свидетельств и патентов РФ на изобретение, 88 научных публикаций.

Магнитожидкостные герметизаторы по уровню герметичности превосходят все известные типы уплотнений и представляют новый самостоятельный класс. Принцип их работы основан на взаимодействии магнитной жидкости с магнитным полем магнитной системы герметизатора. Исследование закономерностей распределения магнитных полей и их целенаправленное формирование в магнитожидкостных герметизаторах является важной научно-практической задачей.

Геометрия рабочего зазора магнитожидкостного герметизатора. Удерживающая способность магнитожидкостного герметизатора (МЖГ) определяется параметрами магнитного поля в рабочем зазоре и магнитными свойствами магнитной жидкости. Сила взаимодействия единичного объема магнитной жидкости с магнитным полем определяется как

$$F_M = \mu_0 M \nabla H, \quad (1)$$

где μ_0 – магнитная постоянная, M – намагниченность магнитной жидкости, ∇H – градиент напряженности магнитного поля в рассматриваемой точке.

Согласно формуле 1, силу взаимодействия F_M можно увеличить, наращивая намагниченность жидкости M и градиент напряженности магнитного поля ∇H . Намагниченность магнитной жидкости определяется концентрацией твердой магнитной фазы в жидкости. Увеличение концентрации твердой магнитной фазы в жидкости ограничено,

что связано с ростом вязкости магнитной жидкости и сохранением ее устойчивости. Для каждого типа жидкости существует предельная концентрация, превышение которой приводит к снижению устойчивости магнитной жидкости. Поэтому, основным способом повышения удерживающей способности МЖУ является формирование магнитного поля с высоким градиентом напряженности в рабочем зазоре. В МЖГ рабочий зазор образован поверхностями полюсной приставки и вала (рис. 1).

Полюсная приставка и вал выполнены из магнитомягкого материала, что позволяет, меняя форму образующих зазор поверхностей, влиять на магнитное поле в зазоре. Как правило, на поверхности полюсных приставок или вала выполняют последовательно расположенные зубцы одинаковой формы (рис. 1), которые преобразуют поле в зазоре резко неоднородное с волнообразной формой распределения напряженности поля. Напряженность поля в зазоре имеет максимальные значения под остриями зубцов и минимальные на границах между зубцами. Магнитная жидкость, помещенная в такое неоднородное поле, втягивается в области с максимальной напряженностью поля, разбиваясь на изолированные друг от друга части, каждая из которых образует магнито-жидкостное кольцо, герметично перекрывающее зазор между валом и зубцом. Магнито-жидкостное кольцо принято называть магнито-жидкостной пробкой, их количество соответствует количеству зубцов. Каждая магнито-жидкостная пробка способна удерживать ограниченный перепад давлений, определяемый как

$$\Delta p = \mu_0 \int_{H_{\min}}^{H_{\max}} M dH \quad , \quad (2)$$

H – напряженность магнитного поля в зазоре; H_{\max} и H_{\min} – максимальная и минимальная напряженности магнитного поля на границах маг-

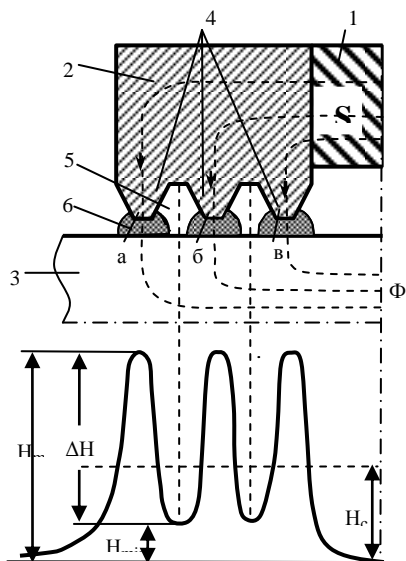


Рис.1 Распределение напряженности магнитного поля в зазоре

нитожидкостной пробки в момент удержания ею максимального перепада давлений.

Учитывая, что магнитная жидкость в зазоре находится, как правило, в насыщенном состоянии, то максимальный перепад давлений, удерживаемый магнитожидкостной пробкой пропорционален перепаду напряженности поля ΔH на ее свободных границах. Определение распределения напряженности магнитного поля в рабочем зазоре герметизатора позволяет найти положение магнитной жидкости и границы ее свободных поверхностей, определить максимальную удерживающую способность магнитожидкостной пробки и герметизатора в целом.

В настоящее время наиболее широкое распространение получили зубцы трапецидальной формы. Зубцы могут располагаться как на поверхности полюсных приставок, так и на поверхности вала, а также на обеих образующих зазор поверхностях. Рассмотрим наиболее распространенный случай — магнитное поле в зазоре, в котором поверхность вала выполнена гладкой, а на поверхности полюсной приставки расположен ряд симметричных трапецидальных зубцов. Размеры параметров зубцов принято задавать в относительных единицах, где за базовую величину берется минимальный зазор δ — расстояние между валом и острием зубца. Зубцы имеют следующие относительные размеры: ширина зубца - $b/\delta=30$, ширина площадки на острие зубца - $t_1/\delta=2$, ширина площадки у основания зубца $t_2/\delta=6$, угол между образующими зубца и площадки на острие зубца - $\alpha=\beta=60^\circ$.

Область расчета и исходные данные. Распределение магнитного поля под крайними зубцами в зазоре отличается от распределения поля под зубцами, расположенными в средней части полюсной приставки. Для расчета выбран один из средних зубцов, то есть по соседству с рассматриваемым зубцом справа и слева расположены зубцы с точно такой же геометрией (на рис. 1 соответствует зубцу б - выделен пунктиром). Расчетная область справа и слева ограничена границами зубцового деления АВ и А'В' (рис. 2), нижняя граница проведена на расстоянии 10δ от поверхности вала, а верхняя на расстоянии 5δ от основания зубца.

Магнитное поле в зазоре определяют: геометрия зубцов, магнитные свойства стали зубца, вала, магнитной жидкости, объем магнитной жидкости, приложенный перепад давлений, величина магнитного потока, проходящего через одно зубцовое деление рабочего зазора и т.д. Снизим многофакторность задачи и выполним расчеты при следующих условиях:

1. Магнитное поле в зазоре плоскопараллельное (радиус вала равен бесконечности).

2. Магнитная жидкость в зазоре отсутствует, следовательно, не влияет на распределение магнитного поля в зазоре.

3. Насыщение стали полюсной приставки и вала отсутствует, для этого средняя индукция в зазоре принимается равной $B_{cp}=0,1$ Тл.

4. Материал зубца и вала – сталь 3.

Метод расчета, расчетная сетка, время счета. Магнитное поле рассчитывалось методом конечных элементов, который позволяет учесть нелинейность магнитных свойств используемых сред и достаточно точно воспроизвести границы раздела сред. Использовалась расчетная сетка, содержащая 350000 элементов. Элементы сетки имели различную величину, наиболее мелкие элементы покрывали зону острия зубца и минимального зазора и плавно увеличивались в направлении основания зубца. Площадка на зубце в области минимального зазора длиной 0.3 мм разбивалась на 100 делений, каждое деле-

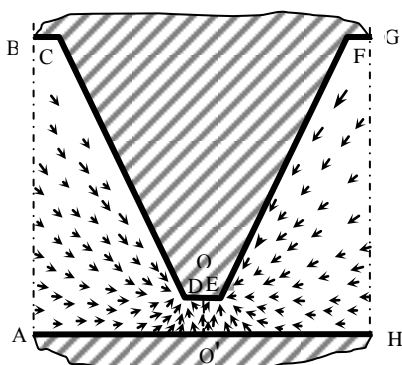


Рис.3. Картина распределения единичных векторов градиента напряженности магнитного поля в зазоре под зубцом

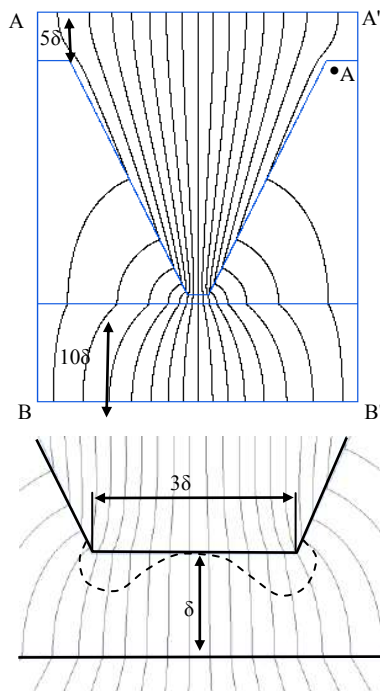


Рис.2. Геометрия расчетной области и линии магнитного потока

ние являлось одной из сторон элементов сетки. Мелкая расчетная сетка позволяет обеспечить высокую точность расчета и получить подробную информацию о параметрах поля по всей расчетной области.

Время расчета одного варианта задачи составило около 6 минут на ПК с частотой 1200

Мгц. На рис. 2 показана картина распределения линий магнитного потока в расчетной области. Плавность линий потока подтверждает, что расчетная сетка достаточно подробна. Ход линий соответствует физическим основам распределения магнитного поля: количество входящих линий магнитного потока равно количеству выходящих, линии потока перпендикулярны к границам раздела сред с низкой и высокой магнитной проницаемостью (воздух – сталь), густота линий увеличивается в области минимального зазора и уменьшается в области максимального зазора и т.д.

Результаты расчетов. Используемый метод замечателен тем, что позволяет определить параметры поля в любой точке рассматриваемого пространства, следовательно, предоставляет возможность всесторонне проанализировать все характерные зоны поля. Представляет интерес направление действия магнитных сил в пространстве зазора. На рис. 3 показана картина распределения единичных векторов градиента напряженности магнитного поля в зазоре под зубцом. Она показывает направление действия магнитной силы на каплю МЖ в каждой точке пространства. Из всего рассматриваемого пространства можно выделить три характерных зоны. Первая, наиболее обширная и значимая, занимающая практически все пространство, за исключением области минимального зазора. Из любой точки первой зоны магнитные силы стремятся переместить введенную в зазор жидкость в область минимального зазора. Вторая – зона минимального зазора. Здесь магнитные силы направлены от гладкого вала к поверхности зубца. И третья зона, примыкающая к кромкам зубцов, образованная пересечением образующих площадки на острие зубца DE и боковых образующих зубца CD и EF. В этой зоне магнитные силы направлены к кромкам зубцов. Из выше сказанного

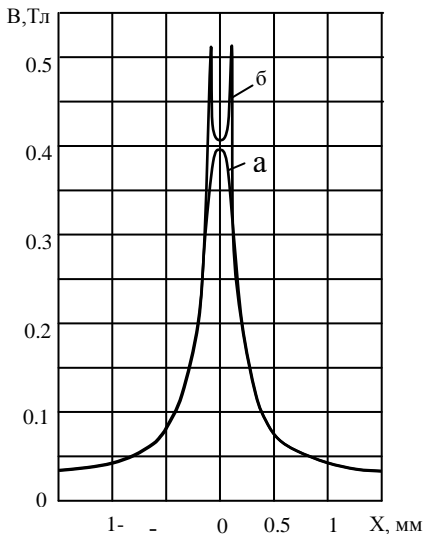


Рис.4. Распределение индукции в зазоре:
а - на расстоянии 0.01δ от поверхности вала,
б - на расстоянии 0.9δ от поверхности вала

следует, что вводимая в рабочий зазор жидкость первоначально будет втягиваться в области, прилегающие к кромкам зубца, по мере увеличения вводимого объема перекроет минимальный зазор между зубцом и валом, затем от оси симметрии зубца начнет занимать прилегающее пространство.

Распределение напряженности магнитного поля в зазоре под зубцом. Распределение напряженности магнитного поля в пределах воздушного зазора определяет положение магнитной жидкости в зазоре, ее свободные границы, а также удерживающую способность МЖГ.

Так как ранее было принято, что в магнитная жидкость зазоре отсутствует, а магнитная проницаемость воздуха постоянна, то вместо напряженности поля можно рассматривать индукцию поля в зазоре.

Из множества характеристик поля наибольший интерес представляет распределение индукции в зазоре вдоль поверхности вала. На рисунке 4 показано распределение индукции на прямой, расположенной на расстоянии $0,001\text{мм}$ ($0,01\delta$) от поверхности гладкого вала (кривая а). Средняя индукция в зазоре задавалась равной $0,1$ Тл. Можно видеть, что по сравнению с равномерным зазором (когда поверхности полюсной приставки и вала гладкие) зубец позволил значительным образом перераспределить индукцию в зазоре. Индукция плавно возрастает от $B_{\min}=0,03$ Тл на границе зубцовых делений до максимального значения на оси симметрии зубца $B_{\max}=0,39$ Тл. и плавно убывает при движении к следующей границе. Максимальное значение индукции превышает минимальное примерно в 11 раз. Распределение индукции в зазоре на прямой, отстоящей от поверхности вала на $0,9\delta$, практически совпадает с распределением на прямой, отстоящей на $0,01\delta$, в областях, прилегающих к межзубцовым границам, и существенным образом отличается по форме в зоне минимального зазора (кривая б на рис. 4). Кривая распределения индукции меняет свой плавный закругленный вид на седлообразный. Появляются два острых пика, которые расположены напротив кромок

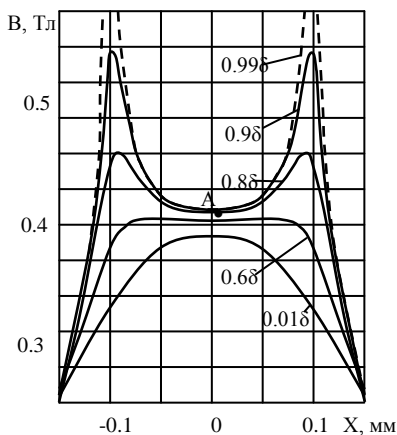


Рис. 5. Распределение индукции в сечениях зазора

превышает минимальное примерно в 11 раз. Распределение индукции в зазоре на прямой, отстоящей от поверхности вала на $0,9\delta$, практически совпадает с распределением на прямой, отстоящей на $0,01\delta$, в областях, прилегающих к межзубцовым границам, и существенным образом отличается по форме в зоне минимального зазора (кривая б на рис. 4). Кривая распределения индукции меняет свой плавный закругленный вид на седлообразный. Появляются два острых пика, которые расположены напротив кромок

зубца. Низшая точка седлообразной кривой расположена на оси симметрии зубца. Для более детального изучения магнитного поля в области минимального зазора, зазор был просканирован параллельными сечениями, расположенными на различном удалении от поверхности вала. Было установлено, что характер кривых распределения индукции в различных сечениях (рис. 5) меняется постепенно от вала к зубцу. Можно отметить, первое, на линии симметрии зазора при движении от вала к зубцу возрастает значение индукции. Для рассматриваемой геометрии зубца и заданной средней индукции изменение составляет около 4,5%. Эта особенность объясняется тем, что линии магнитного потока, сконцентрированные зубцом, в зазоре при удалении от зубца, несколько рассредотачиваются, что можно наблюдать на рис. 2. Второе, характер распределения индукции вдоль зазора меняется. В сечениях близких к поверхности зубца на пике кривой распределения индукции начинают формироваться две локальные выпуклости, расположенные напротив кромок зубца, которые при приближении к зубцу, приобретают ярко выраженный характер (рис. 5). Назовем эти выпуклости условно кромочными горбами. Исследования показали, что чем ближе к поверхности зубца, тем значительнее высота горбов. Так если рассматривать поле в сечении на расстоянии 0.1δ от поверхности полюса, то экстремальное значение индукции на горбе превышает значение индукции центре в 1,27 раза. В непосредственной близости от острия зубца (0.01δ) индукция в зазоре у кромок может отличаться от индукции напротив центра зубца в разы. Так в нашем примере на расстоянии одного микрона от зубца эта разница составляет 2,2 раза.

Как видим, около кромочные всплески индукции значительно превышают максимальные значения индукции у поверхности вала. Эти экстремальные значения индукции в зазоре не влияют на удерживающую способность зубца и играют отрицательную роль. Дело в том, с ростом напряженности магнитного поля возрастает взаимодействие частиц внутри магнитной жидкости. Существует предел, выше которого защитные оболочки частиц не выдерживают напряжений, частицы начинают слипаться и магнитная жидкость теряет свою устойчивость. Максимальная индукция поля в зазоре уплотнения задается исходя из параметров устойчивости магнитной жидкости к воздействию напряженности поля. Кромочные эффекты на зубцах до настоящего времени были не изучены и не учитывались при проектировании уплотнений. Поэтому области зазора около кромок являлись зонами разрушителями, где постепенно при наличии циркуляции разрушалась магнитная жидкость, что способствовало сокращению срока службы уплотнения.

Оценим размер и форму данных зон. В рассматриваемом варианте формирование горбов начинается с сечения, отстоящего на $0,4\delta$ от поверхности зубца. Чем ближе к поверхности зубца, тем выше пики индукции и неоднородность поля. Взяв за точку отсчета значение индукции в центре поверхности площадки зубца, определяем границы зоны в зазоре, где индукция превышает это предельное значение. На рисунке 2 найденные границы зоны показаны пунктирной линией. Очевидно, что эти границы будут меняться в зависимости от геометрических соотношений зубца, магнитных свойств стали полюса и вала, величины проходящего через зубец магнитного потока и ряда других факторов.

Распределение индукции на линиях симметрии магнитного поля. В зазоре под симметричным зубцом можно выделить две линии симметрии магнитного поля. Первая проходит по оси $11'$ зубца (рис. 6), назовем ее условно линией максимальной напряженности магнитного поля в зазоре. Распределение напряженности магнитного поля в зазоре под зубцом справа и слева от данной линии симметрично. Вторая линия совпадает с межзубцовой границей $22'$, она разделяет магнитные поля соседних зубцов, назовем ее условно линией минимальной напряженности магнитного поля в зазоре. На рис. 6 показано распределение напряженности на линии максимальной напряженности магнитного поля. Наблюдается незначительный, но устойчивый рост напряженности магнитного поля при движении от вала к зубцу.

Напряженность поля на границе между соседними зубцами плавно убывает при движении от поверхности вала к полюсу от $0,03$

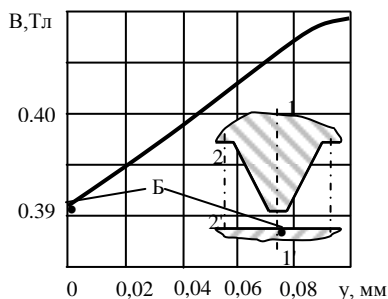


Рис.6. Распределение индукции в зазоре на оси симметрии зазора $11'$ ($B_{cp}=0.1$ Тл)

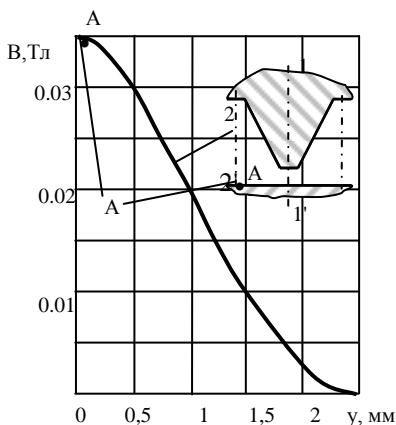


Рис.7. Распределение индукции в зазоре на межзубцовой границе ($B_{cp}=0.1$ Тл)

Тл до практически нулевого значения (0.002 Тл) на поверхности площадки t_2 (рис. 7). Такой характер зависимости можно объяснить тем, что зона зазора, расположенная в глубине межзубцовой канавки, оказывается зашунтированной с трех сторон магнитомягким материалом с одинаковым магнитным потенциалом, и силовые линии поля обходят этот участок зазора. Самая же низкая напряженность поля в зазоре (0.0004 Тл) наблюдается около точки А (рис. 2), точки пересечения боковой образующей зубца и площадки t_2 .

Линии одинаковой напряженности в зазоре. В отличие от обычных электромеханических устройств в магнитожидкостных актуальным является характер распределения линий одинаковой напряженности поля в области, которую может занимать магнитная жидкость. В магнитожидкостном герметизаторе - это воздушный зазор между валом и полюсом. Линия одинаковой напряженности поля – это линия, в каждой точке которой напряженность имеет постоянное значение. В магнитожидкостных устройствах свободные поверхности магнитной жидкости в статике совпадают с линиями одинаковой напряженности поля. На рис. 8 показано положение нескольких линий одинаковой напряженности поля в воздушном зазоре под зубцом.

Напряженность поля постоянна в пределах выбранной линии, но отличается при переходе с одной линии на другую. Напряженность максимальна на линиях расположенных под острием зубца и снижается от линии к линии при движении к межзубцовой границе. По характеру линии можно разделить на три группы. Первая группа - это

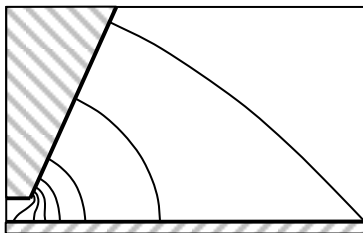


Рис. 8. Линии равной напряженности в рабочем зазоре МЖГ

линии под кромкой зубца. Линии имеют наиболее сложную форму. Они обтекают около кромочные зоны с повышенной напряженностью поля, существенным образом меняя направление. Вторая группа примыкает к линиям первой группы и расположена в зоне, где отсутствует влияние кромочных эффектов. Линии второй группы выглядят в виде дуг окружностей, центр которых, расположен в точке пересечения образующих вала и боковой поверхности зубца. И третья группа – линии наиболее удаленные от зоны минимального зазора и примыкающие к границам. Они также имеют форму близкую к форме дуг окружностей, центр которых лежит на продолжении образующей боковой поверхности зубца в толще вала, и чем удаленнее линия одинаковой напря-

женности поля от зоны минимального зазора, тем меньше ее кривизна. По линиям одинаковой напряженности можно судить, как будет выглядеть форма свободной поверхности магнитной жидкости в статике в рабочем зазоре герметизатора, а так же эти линии позволяют рассчитать на стадии проектирования оптимальный объем магнитной жидкости, необходимый для заправки рассматриваемого зубца. Под оптимальным объемом понимается объем, при котором магнитожидкостная пробка под зубцом удерживает максимальный перепад давлений. Линии одинаковой напряженности позволяют также рассчитать перепад давлений, удерживаемый магнитожидкостной пробкой, когда объем жидкости по какой-либо причине уменьшился.

Выводы:

1. Выполнен расчет магнитного поля в рабочем зазоре магнитожидкостного герметизатора классического исполнения, найдено подробное распределение напряженности магнитного поля под зубцом трапецеидальной формы.

2. Показана картина положения единичного вектора градиента напряженности магнитного поля в зазоре.

3. В зоне минимального зазора, выявлены зоны повышенной напряженности магнитного поля, которые могут отрицательно влиять на ресурс МЖГ, показан характер распределения напряженности в этих зонах, определены их границы.

4. Найдено распределение индукции на линиях симметрии магнитного поля – в области минимального зазора и на межзубцовых границах. На линии симметрии магнитного поля в области минимального зазора индукция возрастает при движении от вала к зубцу в пределах 5%. Минимальная напряженность поля в зазоре наблюдается у основания зубцов, где она стремится к нулю.

5. Найдено и показано положение линий одинаковой напряженности магнитного поля в зазоре, по характеру которых можно судить о свободных границах магнитожидкостных пробок и определять объем последних.

ПРИМЕНЕНИЕ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ГРОМКОГОВОРИТЕЛЯХ.

Перминов С.М.

Ивановский государственный энергетический университет
153003, Иваново, ул. Рабфаковская, 34. Факс: (0932)385701;

E-mail: pms@upm.ispu.ru

Мировой объем выпуска громкоговорителей достигает 500 млн. штук в год, из них на долю российского производства приходится около 5 млн. штук. Громкоговоритель представляет собой электроакустический преобразователь электрической энергии в звуковую. На долю электродинамических катушечных громкоговорителей приходится более 85 % общего производства.

Принцип устройства электродинамического громкоговорителя. Основные элементы электродинамического громкоговорителя (ЭДГ) были разработаны в сер. 20-х гг. XX в. С этого момента появились сотни патентов, касающихся усовершенствования отдельных элементов громкоговорителя, однако принцип его устройства остался неизменным. В 80-х годах, когда появились устойчивые магнитные жидкости (МЖ), провели эксперимент – в рабочий зазор электродинамического громкоговорителя ввели МЖ. Основная цель эксперимента заключалась в улучшении отвода тепла от электрической катушки. Теплопроводность жидкостей выше теплопроводности воздуха. МЖ, обладая магнитными свойствами, удерживается магнитным полем в рабочем зазоре независимо от положения громкоговорителя с пространстве. Результаты эксперимента оказались настолько успешными, что в настоящее время практически всеми ведущими производителями мира выпускаются ЭДГ с магнитными жидкостями. ЭДГ состоит из трех основных частей (рис. 1): магнитной системы 1, подвижной системы 2 и диффузордержателя 3 [1].

Подвижная система ЭДГ включает в себя диффузор 4, звуковую катушку 5, центрирующую шайбу 6, пылезащитный колпак 7. Магнитная система ЭДГ (рис. 2) состоит из постоянного магнита 8, верхнего фланца 9,

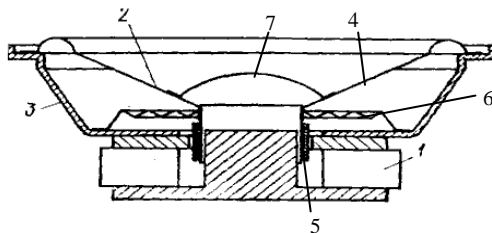


Рис. 1. Конструкция электродинамического громкоговорителя

нижнего фланца 10, керн 11. Верхний фланец 9 и керн 11 образуют рабочий зазор 12, в который помещена звуковая катушка 5. В ЭДГ с магнитной жидкостью последнюю помещают в зазор 12.

Принцип действия ЭДГ основан на взаимодействии переменного тока катушки с постоянным магнитным полем рабочего зазора магнитной системы. Постоянный магнит 8 является источником магнитного поля системы. Магнитный поток Φ , создаваемый магнитом, замыкается через верхний фланец 9, рабочий зазор 12, керн 11, нижний фланец 10. В рабочем зазоре находится цилиндрическая звуковая катушка 5, жестко связанная с диффузором 4. Звуковая катушка 5 расположена по середине кольцевого зазора, благодаря наличию центрирующей шайбы 6. Звуковая катушка 5 вместе с диффузором 4 и центрирующей шайбой 6 образует подвижную систему головки. Переменный электрический ток, протекающий по звуковой катушке 5, взаимодействует с магнитным полем магнитной системы, приводит в движение диффузор 4. Колебания диффузора 4 возбуждают в окружающем воздушном пространстве звуковые волны, воспринимаемые человеческим ухом как звуки. Сила взаимодействия переменного тока, протекающего по звуковой катушке, и постоянного магнитного поля рабочего зазора F пропорциональна магнитной индукции B в рабочем зазоре, длине проводника звуковой катушки L и току I .

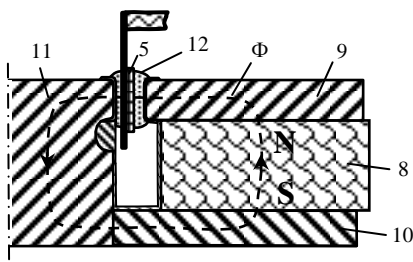


Рис. 2. Магнитная система электродинамического громкоговорителя

$$F = B L I. (1)$$

Сила F приводит в движение диффузор массой m , придавая ему ускорение a . Чем меньше масса диффузора и звуковой катушки, тем с большим ускорением они совершают колебания, тем выше звуковое давление, создаваемое головкой:

$$a = F/m. (2)$$

Согласно (1), для повышения электромагнитной силы, действующей на звуковую катушку, необходимо повышать индукцию в рабочем зазоре и силу тока в катушке. Ток в катушках ЭДГ значителен, его плотность достигает 30–90 А/мм², что практически на порядок превышает плотность, используемую в других электромеханических устройствах, допустим, в электрических машинах. Значение средней

индукции в рабочем зазоре наиболее массовых ЭДГ лежит в диапазоне 0,6–1,5 Тл и зависит, в первую очередь, от свойств используемого материала постоянного магнита, магнитопроводящих свойств керна, фланцев, размеров конструктивных элементов магнитной системы.

Магнитные жидкости, предназначенные для ЭДГ. Под МЖ в радиотехнике понимают как магнитные суспензии (МС), так и коллоидные растворы. Суспензия – это грубодисперсная система частиц твердой дисперсной фазы с размерами частиц, изменяющимися в очень широких пределах (от 0,02 до 10 мкм), и жидкой дисперсионной среде. В качестве дисперсионной среды используются минеральные или кремнийорганические масла. Если частицы выполнены из ферромагнитного порошка, то суспензия реагирует на воздействие магнитного поля. Для магнитных суспензий характерно сильное диполь-дипольное взаимодействие ферромагнитных частиц и образование пространственных структур в виде цепей и кластеров. Такие системы неустойчивы и быстро расслаиваются. Наложение магнитного поля лишь ускоряет образование структур и процесс отделения ферромагнитных частиц от жидкой дисперсионной среды. Для придания устойчивости в дисперсионную среду добавляют поверхностно активные вещества (ПАВ) и структурообразующий наполнитель. ПАВ повышает взаимосвязь частиц с жидкой дисперсионной средой. Структурообразующий наполнитель придает дисперсионной среде желеобразные свойства. Ферромагнитные частицы, распределенные в желеобразной среде, не оседают, благодаря упругим свойствам дисперсионной среды. Кроме ферромагнитных частиц в суспензию могут входить и немагнитные частицы, влияющие на вязкостные и теплофизические свойства системы (как это было использовано в специальном составе для заполнения зазора магнитной цепи динамического громкоговорителя [2]). Такая суспензия сохраняет седиментационную устойчивость даже при полном агрегировании частиц в магнитном поле. Но связь ферромагнитных частиц с дисперсионной средой в такой системе достаточно слабая. Система, устойчивая в замкнутом пространстве, быстро разрушается под влиянием внешних воздействий при наличии свободных границ. Поэтому при заполнении рабочего зазора магнитной цепи ЭДГ суспензией под воздействием движущейся катушки, температурных полей, вибрации головки происходит постепенный вынос дисперсионной среды из зазора, хотя ферромагнитные частицы остаются по-прежнему в зазоре. Этот процесс приводит к изменению вязкостных и теплопроводных свойства системы, в конечном итоге ухудшаются акустические характеристики громкоговорителя. Первые образцы устойчивого коллоида ферромагнитных частиц [3], которые

получили название магнитные жидкости, были получены в 60-е годы. Магнитные жидкости являются раствором ферро- или ферритмагнетика с размером частиц около 10 нм в жидкости-носителе [4]. Частицы с такими малыми размерами являются однодоменными. Это означает, что вещество внутри частицы предельно намагничено в одном направлении и каждая частица представляет собой постоянный магнит с наноразмерами. Каждую частицу покрывают защитным адсорбционным слоем ПАВ, этот слой не только ограничивает сближение частиц, но и отталкивает соседние частицы при их сближении. Седиментационная устойчивость МЖ обусловлена использованием частиц коллоидальных размеров. Условие существования коллоидного раствора предполагает прежде всего, что взвешенные в жидкости твердые частицы должны быть достаточно малы, чтобы броуновское (тепловое) движение молекул жидкости препятствовало оседанию частиц в поле тяжести. Коллоидные растворы обладают устойчивостью как в магнитном поле, так и вне магнитного поля, что обеспечивает стабильность характеристик устройств с их применением, в том числе и ЭДГ. Чем же отличаются свойства магнитных жидкостей от свойств магнитных суспензий. Во-первых, устойчивостью во времени, что наиболее важно.

Во-вторых, намагниченностью. Предельная намагниченность в сильных магнитных полях, которая называется намагниченностью насыщения, у МЖ примерно в 3–10 раз ниже, чем у МС. В-третьих, эффективной вязкостью и степенью ее изменения в магнитном поле. Вязкость как МЖ, так и МС определяется вязкостью дисперсионной среды, концентрацией твердых частиц, их размером, формой, толщиной защитных оболочек, магнитными свойствами материала частиц и рядом других свойств. Главное отличие МЖ и МС заключается в их реакции на магнитное поле. Вязкость МС при наложении на нее магнитного поля может возрастать в сотни раз. Для МЖ этот эффект значительно меньше и может укладываться в 10–30 % от номинального значения. Исходя из выше изложенного, можно сделать следующие выводы. Введение в рабочий зазор ЭДГ магнитных суспензий не гарантирует стабильности характеристик громкоговорителя во времени из-за неустойчивости МС. Кроме этого, магнитное поле зазора отличается высокой напряженностью, и МС, обладая высоким магнитореологическим эффектом, будет создавать ощутимое сопротивление движению звуковой катушки. Это приведет к дополнительным тепловыделениям в зазоре, снижению амплитуды колебаний звуковой катушки и снижению звукового давления, создаваемого головкой. Коллоидный раствор магнитных частиц – магнитные жидкости – будет обеспечивать более стабильные временные характеристики ЭДГ, значительно меньшее сопротивление движению звуковой катушки. Разница в

теплопроводности суспензии и коллоидального раствора при одинаковой концентрации твердой фракции будет незначительная, в пользу суспензии. Сравнительный анализ свойств магнитных суспензий и магнитных коллоидов указывает в пользу последних для применения в ЭДГ. К каким же результатам приводит введение нанодисперсных МЖ в рабочий зазор ЭДГ.

Теплоотвод. Звуковая катушка ЭДГ работает в тяжелом тепловом режиме. Ее температура может достигать 1500С на предельных режимах громкости звучания, поэтому все элементы катушек выполняются из теплостойких материалов и покрытий. Введение в зазор между звуковой катушкой и поверхностью магнитопровода магнитной среды с теплопроводностью в 5–7 раз выше, чем воздух, позволяет эффективно передать выделившееся в катушке тепло на детали магнитной системы, которые имеют достаточно развитые поверхности и хорошо рассеивают тепло в окружающее пространство. Качественный теплоотвод исключает перегрев катушки и повышает надежность ЭДГ. Введение МЖ в зазор магнитной системы позволило производителям значительно повысить мощность ЭДГ при сохранении исходных габаритов.

Повышение индукции рабочего зазора. Замена немагнитного воздуха в рабочем зазоре ЭДГ на среду, обладающую магнитными свойствами, повышает магнитную проводимость зазора и, соответственно, индукцию в зазоре. Согласно (1), возрастает и сила, действующая на звуковую катушку, при одном и том же токе катушки. Исследования показали, что увеличение индукции оказалось незначительным. Дело в том, что МЖ в зазоре находится в состоянии насыщения, и ее магнитная проницаемость мала. Кроме этого, звуковая катушка, а также ее каркас выполнены из немагнитных материалов и занимают основной объем пространства зазора. При общей величине рабочего зазора около 2 мм МЖ занимает только 0,15–0,4 мм. Введение МЖ вызывает рост индукции в рабочем зазоре на 1–6 %, в зависимости от конструкции магнитной системы и используемой МЖ.

Демпфирование и стабилизация подвижной системы ЭДГ. При преобразовании электрического сигнала в звуковой возникают нелинейные искажения, характеризующиеся возникновением в воспроизводимом спектре частот новых составляющих, загрязняющих звук хрипами и дребезжанием. Продуктами нелинейных искажений являются гармоники частоты, в 2, 3 и более раз превышающие частоты подводимого сигнала или комбинационные частоты. Источником искажений является нелинейность гибкости подвесов подвижной системы, она нарушает пропорциональность между электродинамической силой и перемещениями. Другой источник искажений – непостоянство

магнитной индукции в кольцевом зазоре и сечении катушки по ее высоте. Неоднородность магнитного поля определяется конструкцией магнитной системы. Непостоянство сечения катушки по ее высоте связано с профилем провода и качеством намотки катушки. Искажения могут также обуславливаться нелинейной упругостью воздуха в замкнутом объеме под гофрированной центрирующей шайбой или в замкнутом объеме корпуса громкоговорителя. Существует и ряд других источников искажений. Замена среды, в которой находится катушка, на более вязкую (вязкость воздуха примерно на три порядка ниже вязкости жидких сред) позволяет существенно снизить высокочастотные паразитные колебания катушки и стабилизировать всю подвижную систему ЭДГ. При этом искажения существенно снижаются, повышается качество звучания [5].

Повышение резонансной частоты. Испытания ЭДГ, проведенные Российской электро-акустической лабораторией, показали, что введение в зазор МЖ приводит к повышению резонансной частоты ЭДГ в среднем на 25–45 %, причем резонанс очень сильно подавлен магнитожидкостным демпфированием. Начальный и конечный участки частотной характеристики практически совпадают [5].

Снижение добротности. Полная добротность – соотношение упругих и вязких сил в подвижной системе динамика вблизи частоты резонанса. Чем выше добротность, тем выше упругость в динамике и тем активнее он звучит на резонансной частоте. Полная добротность складывается из механической и электрической добротностей. Механическая добротность – это упругости подвеса и гофры центрирующей шайбы. Она составляет 10–15 % полной добротности. Все остальное – электрическая добротность, образованная магнитом и катушкой динамика. Наличие МЖ в зазоре привело к существенному снижению механической добротности (3,5–5 раз), при этом полная добротность уменьшилась примерно, в 1,1–1,7 раза.

Чувствительность ЭДГ – уровень звукового давления, развиваемого громкоговорителем. Измеряется на расстоянии 1 м при подводимой мощности 1 Ватт и частоте 1 кГц (обычно). Чем выше чувствительность, тем громче играет система. Испытания показали, что чувствительность ЭДГ практически не меняется: максимально измеренное отклонение составило 0,3 %.

Центрирование звуковой катушки в рабочем зазоре. Центрирование звуковой катушки в зазоре обычно обеспечивается центрирующей шайбой. Звуковая катушка не должна соприкасаться ни с керном, ни с фланцем. При введении МЖ в зазор возникают дополнительные силы, центрирующие звуковую катушку. Дело в том, что на немагнит-

ное тело, погруженное в МЖ, находящуюся в неоднородном магнитном поле, действует магнитостатическая выталкивающая сила. Сила стремится переместить тело в зону с меньшей напряженностью магнитного поля. Звуковая катушка и каркас выполнены из не-магнитных материалов. Магнитное поле зазора ЭДГ неравномерно, напряженность поля около поверхности фланца выше, чем в центре зазора, поэтому любое отклонение катушки от центра приводит к возникновению сил, стремящихся вернуть ее в исходное положение.

Магнитные системы для ЭДГ с магнитной жидкостью. Введение в рабочий зазор ЭДГ МЖ предъявляет определенные требования к магнитному полю в зоне расположения жидкости. Магнитные системы обычных ЭДГ не учитывают условия комфортного существования МЖ, и требуют определенной доработки. Игнорирование переформировки магнитного поля приводит к сокращению срока службы громкоговорителей.

На основании вышесказанного можно сделать следующие выводы. Несмотря на устойчивый консерватизм конструкции ЭДГ, МЖ успешно внедрились в состав их магнитных систем. Для использования в ЭДГ нанодисперсные МЖ предпочтительнее МС. Введение в рабочий зазор ЭДГ МЖ позволило существенно улучшить теплоотвод динамических катушек и поднять выходную мощность громкоговорителей. Присутствие МЖ отразилось на большинстве характеристик ЭДГ, в том числе и на акустических. Следовательно, появился новый путь совершенствования параметров ЭДГ через свойства применяемой магнитной жидкости.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Эфрусси М.М. Громкоговорители и их применение. – М.: Энергия, 1976.
2. Патент РФ №2034411. Состав для заполнения зазора магнитной цепи динамического громкоговорителя. Шульман З.П. и др. Кл. H04R9/02.
3. Papell S.S. Low Viscosity Magnetic Fluid Obtained by the Colloidal Suspension of Magnetic Particles / US Patent, No. 3215572, 1965.
4. Rosensweig R.E. Magnetic Fluids // Int. Sci. Tech., – 1966. – № 55. – P. 48–56.
5. The construction of electrodynamic loud speaker is considered with nanodispersnoy magnetic zhidko-st'yu in a gap. Liquids, in-use in loud speakers, are analysed. The basic otlichi-tel'nye features of electrodynamic loud speakers are rotined with a nanodispersnoy magnetic liquid. <http://www.ferrolabs.com/ru>

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ НОВОГО СПОСОБА ГЕРМЕТИЗАЦИИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТЬЮ ЗАЗОРОВ С ПОВЕРХНОСТЯМИ ИЗ НЕМАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Перминов С.М., Перминова А.С.

Ивановский государственный энергетический университет
153003, Иваново, ул. Рабфаковская, 34. Факс: (0932)385701;

E-mail: office@polytech.ivanovo.ru



Перминов Сергей Михайлович окончил ИЭИ в 1977 г. Исследованием магнитных жидкостей начал заниматься в студенческие годы. В ИЭИ работает с 1977 г. инженером НИС, а с 1980 г. в ПНИЛ феррогидродинамики - младшим научным, научным и старшим научным сотрудником. В 1986 году защитил в МЭИ кандидатскую диссертацию по теме “Математическое моделирование и проектирование магнитных систем в магнитожидкостных герметизаторах”. С октября 1987 г. является заведующим ПНИЛ ПФГД. Имеет 48 авторских свидетельств и патентов РФ на изобретение, 88 научных публикаций.



Перминова Анастасия Сергеевна – студентка 3-го курса ИГЭУ, обучается по специальности «Электромеханика», занимается студенческой научной работой. Имеет 1 публикацию и 1 патент РФ на изобретение.

Проблема герметизации магнитной жидкостью зазоров, образованных с поверхностью детали, выполненной из немагнитного материала, возникает достаточно часто в приборостроении и машиностроении. Но, как правило, из-за низкой эффективности существующих способов герметизации таких зазоров задачу искусственно преобразуют в вид - зазор с поверхностью детали из магнитопроводящего материала, что не всегда возможно и оправдано. Магнитожидкостное уплотнение деталей из немагнитных материалов имеет свои преимущества: уплотняемая деталь не притягивается магнитным полем к магнитной системе, а наоборот, отталкивается. Применительно к немагнитным валам происходит их центрирование относительно кольцевой магнитной системы. Приближение или удаление детали из немагнитного материала относительно магнитной системы не приводит к изменению распределения поля, что отражается на стабильности характеристик уплотнения при нарушении эксцентриситета.

Поэтому разработка эффективных способов герметизации зазоров с поверхностями немагнитных деталей является актуальной задачей.

До настоящего времени был известен один способ герметизации зазора с поверхностью детали из немагнитного материала, в котором магнитная жидкость удерживается магнитным полем, вектор напряженности которого, направлен вдоль уплотняемой поверхности [1]. Реализуется способ следующим образом. Два зубца из магнитопроводящего материала располагаются около уплотняемой поверхности (рис. 1), к зубцам прикладывается разный магнитный потенциал, в зазоре между зубцами и в прилегающем к нему пространстве создается резко неоднородное магнитное поле, куда вводится магнитная жидкость. В такой системе максимальная напряженность магнитного поля наблюдается в области минимального зазора между зубцами, где соответственно, создается максимальное давление внутри

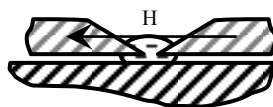


Рис. 1

жидкости. При удалении от этой линии давление в жидкости быстро уменьшается. Перепад давлений, удерживаемый магнитожидкостной пробкой, существенно зависит от расстояния уплотняемой немагнитной поверхности до линии минимального зазора. Недостатком данного способа является невысокая удерживающая способность магнитожидкостной пробки и конструктивная громоздкость его реализации. Для удержания практически значимых перепадов давлений требуется разместить вдоль уплотняемой поверхности последовательный ряд большого числа разноименных полюсов, показанных на рис. 1. Учитывая их конструкцию, уплотнение приобретает значительные аксиальные размеры, которые обнуляют все достоинства данных уплотнений.

Предлагаемый новый способ герметизации заключается в следующем [2]. К поверхности немагнитной детали подводится магнитопроводящий полюс. На его поверхности выполняют концентраторы – канавки, зубцы, выступы, имеющие острые кромки (рис. 2). Концентраторы располагают так, чтобы острые кромки элементов-концентраторов были максимально приближены к немагнитной поверхности. В зазор между полюсом и немагнитной поверхностью вводят магнитную

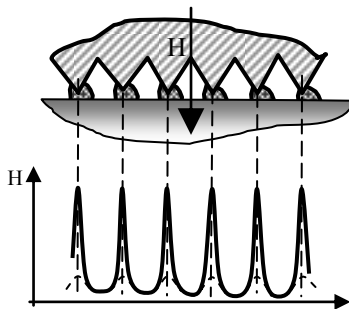


Рис.2

жидкость, после чего на зазор накладывают магнитное поле, вектор напряженности которого перпендикулярен плоскости зазора. Концентраторы полюса перераспределяют магнитное поле в непосредственной близости от поверхности полюса, поле становится резко неоднородным, при удалении от полюса поле снова выравнивается и становится однородным. Под воздействием неоднородного поля магнитная жидкость образует отдельные магнитожидкостные пробки, расположенные в области кромок элементов. Около острых кромок концентраторов существует локальный всплеск напряженности магнитного поля, кривая распределения напряженности в зазоре приобретает резко выраженный характер (сплошная кривая на рис. 2). Напряженность магнитного поля быстро убывает при удалении от кромки в любом направлении. По этой причине размеры концентраторов на магнитопроводящей поверхности могут быть относительно маленькими. В зазоре вместо одной магнитожидкостной пробки с ограниченной удерживающей способностью можно создать множество магнитожидкостных пробок, которые обеспечивают суммарный удерживаемый уплотнением перепад давления на единицу длины зазора на порядок более высокий.

Расчет и исследование параметров магнитных полей обоих способов позволил выявить следующее. Эффективность или удерживающая способность магнитожидкостной пробки в том и другом случае примерно одного уровня. Она существенно образом зависит от величины зазора между немагнитной поверхностью и концентраторами магнитной системы, чем меньше зазор, тем выше удерживающая способность. Новый способ более эффективен при зазорах близких к нулевым. Нулевые зазоры используются в статических магнитожидкостных уплотнениях, допустим, при герметизации крышек и люков. Размеры концентраторов в новом способе имеют существенно меньшие габариты, что позволяет более эффективно использовать энергию магнитного поля и создавать малогабаритные уплотнительные устройства.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ ПИСОК

1. Патент США № 3734578, МКИ F 16 C 39/06.
2. Заявка на изобретение №2009109867 от 18.03.2009. Положительное решение о выдаче патента от 24.02.10. Способ герметизации зазора между двумя поверхностями из магнитопроводящего и немагнитного материалов с помощью магнитной жидкости. Перминов С.М. МПК F 16 C 39/06.

МОДЕЛИРОВАНИЕ МИКРОСТРУКТУРЫ ТОНКОГО СЛОЯ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

Данилов В.А., Прокопьева Т.А., Канторович С.С.

Уральский Государственный Университет им. А.М. Горького
620083, г. Екатеринбург, пр. Ленина, д. 51. Факс: (343)3507401;

E-mail: sofia@icp.uni-stuttgart.de, danilov.viktor@gmail.com



Данилов Виктор Александрович аспирант кафедры математической физики УрГУ, лаборант-исследователь лаборатории математического моделирования физико-химических процессов в многофазных средах.



Прокопьева Таисия Андреевна студент кафедры математической физики УрГУ, лаборант-исследователь лаборатории математического моделирования физико-химических процессов в многофазных средах.



Канторович Софья Сергеевна кандидат физико-математических наук, доцент кафедры математической физики УрГУ. Имеет более 40 научных публикаций: статистическая механика магнитных жидкостей, магнитные, оптические, реологические свойства и микроструктура магнитных жидкостей.

В работе представлены метод и результаты исследования тонкого слоя магнитной жидкости при низких температурах (вблизи 0К) для случая монодисперсной системы в присутствии внешнего магнитного поля, а также для системы с одной дефектной частицей. В ходе компьютерного моделирования были выявлены наиболее вероятные агрегаты, возникающие при равновесном замораживании магнитной жидкости. Дальнейшее теоретическое исследование позволяет записать энергию каждой структуры в аналитическом виде и выявить структуру основного состояния.

Введение

Магнитные жидкости (феррожидкости) – взвеси ферромагнитных частиц в немагнитных жидкостях – до сих пор остаются слишком сложными системами для прямого экспериментального и, тем более, теоретического исследования их микроструктуры. Непосредственное наблюдение микроструктур – технически непростая задача в силу ма-

лого размера частиц (для типичных магнетиков, используемых в феррожидкостях, диаметры частиц не превышают 20-30 нм), непрозрачности жидкостей носителей и интенсивному броуновскому движению. Первые результаты реальных экспериментов по изучению именно микроструктуры были получены в лаборатории Вант Гоффа[1] в 2003, где был разработан метод создания и глубокой заморозки тонких пленок магнитных жидкостей, что позволило с помощью электронной микроскопии впервые получить электронные “фотографии” их микроструктуры. Используя метод многократного химического осаждения, удалось получить жидкости с очень узким распределением частиц по размеру – т.е. жидкости и их смеси, наиболее удобные для теоретического описания и моделирования (с помощью монодисперсной модели для самой жидкости и бидисперсной модели для смесей). Тем не менее, даже в таких “модельных” условиях задача предсказания микроструктуры остается достаточно сложной, поэтому сначала необходимо выделить наиболее значимые взаимодействия (в данном случае – это диполь-дипольное магнитное взаимодействие и стерическое отталкивание) и исследовать их влияние в отсутствии фактора энтропии – т.е. определить основное состояние.

Для решения этой проблемы нами был предложен метод исследования, сочетающий простоту и гибкость компьютерного моделирования с доказательностью аналитического исследования[2]: проведение серии быстрых (менее точных) компьютерных экспериментов по моделированию замораживания до 0К системы магнитных диполей с разными условиями заморозки и дальнейшей теоретической классификацией полученных структур и последующим их анализом. Основной идеей метода является то, что, зная топологию структуры, удастся существенно сократить число степеней свободы в системе, что, в свою очередь, позволяет построить энергию каждой структуры и провести аналитическую минимизацию по оставшимся параметрам (как правило – только по моментам), учитывая взаимодействие всех частиц со всеми. Таким образом, для каждой структуры могут быть получены формулы для энергий взаимодействия, зависящие только от параметров системы в целом (число и размеры частиц). В итоге, сравнивая значения энергий между собой, можно определить, какая из структур обладает наименьшей энергией, т.е. является основным состоянием.

Так, для монодисперсной системы в отсутствии пространственных ограничений было показано, что основным состоянием является одиночное кольцо, состоящее из всех частиц системы (расположенных в вершинах правильного многоугольника), моменты которых лежат в

плоскости слоя. Дальнейший анализ позволил сделать вывод о температуре разрушения для каждой из структур.

Монодисперсная система с дефектом

Следующий шаг в исследовании микроструктуры основного состояния – ввод одной дефектной частицы (частицы, отличающейся размером от остальных частиц системы). Такой переход может быть полезен для случая описания слабо концентрированных реальных жидкостей с узким распределением размеров частиц (размер дефектной частицы сопоставим с размерами остальных частиц), а также для описания смеси жидкостей в случае, когда концентрация одной фазы мала (размер дефекта сильно отличается от размера частиц системы).

Для рассматриваемой системы нами были проведены серии компьютерных экспериментов для разного размера дефектов, результаты одной серии (число частиц $N = 32$, размер дефекта d_2/d_1 менялся от 0.2 до 1.8) представлены на рис. 1 слева.

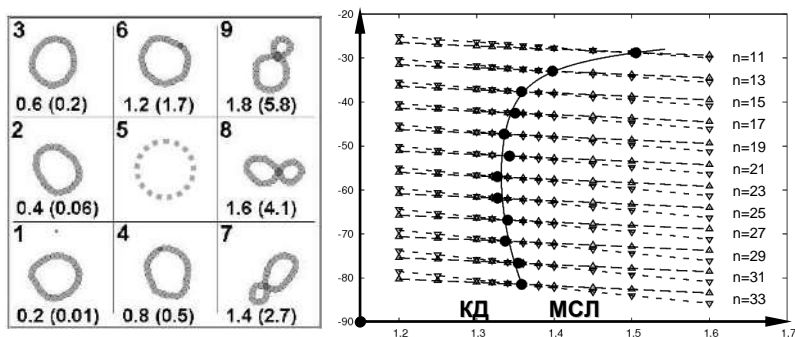


Рис. 1. Структура тонкого слоя при низкой температуре в зависимости от размеров дефекта (слева): для 1-3 дефект не взаимодействует с кольцом из частиц системы, для 4-6 дефект является частью кольца (5 – обычный монодисперсный случай), 7-9 – дефект является центральной частицей, ориентирующей частицы системы. Зависимость безразмерной энергии структур КД (кольцо с дефектом) и МСЛ (мелкие частицы вдоль силовых линий дефекта) от размера дефекта для разного количества частиц в системе (справа): короткий пунктир ∇ – энергия МСЛ, длинный пунктир \triangle – энергия КД, сплошная линия \bullet – раздел зоны параметров КД и МСЛ; точки – результат компьютерного моделирования, линии – предсказания теоретической модели

При малом размере дефекта (структуры 1-3) частицы системы образуют кольцо, при этом дефект не взаимодействует с кольцом (такая структура появляется только при относительно высоких температурах и превращается в кольцо при дальнейшем замораживании). При размерах дефекта, сопоставимых с размером остальных частиц (струк-

туры 4-6), дефект является частью кольца (что позволяет сделать вывод о том, что предсказания монодисперсной модели справедливы также при незначительных отклонениях размеров частиц). Однако, для больших размеров (структуры 7-9) – образуется принципиально новая структура, в которой дефект является центральной частицей, ориентирующей остальные частицы системы вдоль силовых линий. Исходя из анализа направления магнитных моментов частиц системы в зависимости от температуры, был сделан вывод о том, что структуры “действительно” плоские: при понижении температуры магнитные моменты частиц располагаются в плоскости слоя.

Пользуясь методикой для монодисперсной системы, нам удалось записать и минимизировать энергии структур КД (кольцо с дефектом) и МСЛ (меткие частицы вдоль силовых линий дефекта) в аналитическом виде. В частности, было показано, что для структуры КД минимум энергии достигается в случае, когда дефект не смещен относительно окружности, вдоль которой выстроены остальные частицы системы, для структуры МСЛ доказано, что энергия достигает минимума при равном распределении частиц в частях структуры. Последующее сравнение энергии при равном числе частиц позволило определить критический размер дефекта d_2/d_1 , при котором происходит переход от КД к МСЛ (рисунок 1 справа).

Внешнее магнитное поле

Особый интерес представляет изменение микроструктуры системы во внешнем однородном магнитном поле. На первом этапе рассматривалась монодисперсная система, магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости слоя. В этом случае, внешнее магнитное поле будет стремиться отклонить моменты в кольце от плоскости слоя. Нами были проведены два типа компьютерных экспериментов: в первом случае система равновесно замораживалась в постоянном внешнем магнитном поле (варьировались скорость заморозки, число частиц, величина внешнего поля), во втором – напряженность магнитного поля медленно повышалась при фиксированной низкой температуре. В результате моделирования и классификации были получены две структуры: симметричное кольцо, магнитные моменты частиц которого отклоняются от плоскости слоя на равные углы, и структура, магнитные моменты частиц которой направлены вдоль поля. Для второго случая понятие “структура” справедливо только при наличии пространственных ограничений, поскольку диполь-дипольное взаимодействие в данном случае сводится только к отталкиванию, и частицам выгодно расходиться как можно дальше друг от друга. При

наличии пространственных ограничений в системе образуются регулярные периодические (гексагональные) структуры, что качественно совпадает с ранее полученными результатами [3] в данной области.

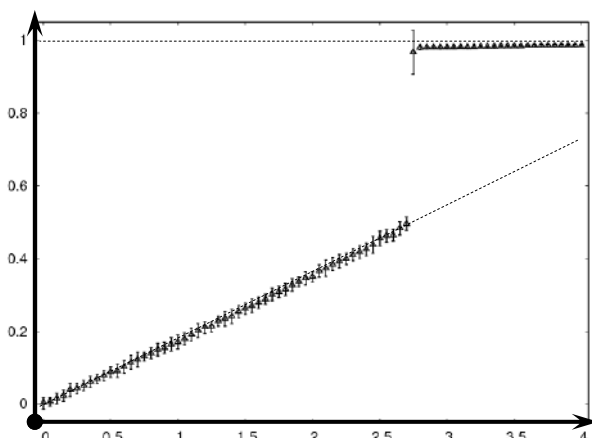


Рис. 2. Зависимость безразмерной намагниченности системы ($M_H / M_{\text{насыщения}}$) от величины внешнего магнитного поля (безразмерная величина), перпендикулярного плоскости слоя при постоянной низкой температуре ($\lambda = 20$): при малых полях намагниченность растет непрерывно (соответствует повороту моментов в кольце), разрыв графика связан с переходом к регулярной структуре (моменты всех частиц направлены вдоль поля, взаимодействие между частицами сводится только к отталкиванию)

На рис. 2 представлена намагниченность системы ($M_H / M_{\text{насыщения}}$), полученная в результате компьютерного эксперимента, моделирующего увеличение интенсивности внешнего магнитного поля при постоянной температуре ($N = 32$, $\lambda = 20$). Видно, что при увеличении поля намагниченность системы возрастает (что соответствует кольцу с отклоненными магнитными моментами частиц от плоскости слоя). Однако, в сильном поле (в данном случае, энергия взаимодействия между полем и частицей почти в 3 раза больше, чем энергия взаимодействия между частицами) частицам уже не выгодно объединяться в кольцо: наблюдалось разрушение кольца с последующим равномерным заполнением частицами всего объема системы. На графике (при данном поле) виден разрыв и выход намагниченности на насыщение.

Дальнейшее теоретическое исследование основывалось на допущении, полученном по результатам анализа проведенных компьютерных экспериментов, что кольцо является симметричным, а моменты частиц отклоняются от плоскости слоя на равные углы. В таких

ограничениях удастся записать энергию кольца в зависимости только от числа частиц и величины внешнего поля (минимизировать по отклонению моментов).

Ясно, что энергия гексагональной структуры зависит не только от числа частиц в системе N , но и от минимального расстояния между двумя частицами R , которое в свою очередь зависит только от пространственных ограничений, наложенных на систему. Сравнение энергии структур (при равном числе частиц) позволяет определить зависимость критического значения поля H_c , при котором происходит переход к гексагональной структуре, от числа частиц в системе.

Работа проведена при поддержке гранта Президента Российской Федерации МК-6415.2010.2, гранта РФФИ 06-02-04019-ННИО_а и гранта DPG-РФФИ НО 1108/12-1.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. M. Klokkenburg et al // Phys Rev. Lett. (2006) V. 96, P. 037203.
2. T. Prokopenko et al // Phys Rev. E (2009) V. 80, P. 031404.
3. Philip J. Camp // Phys. Rev. E (2003) V. 68, P. 061506.

БИДИСПЕРСНЫЕ МОНОСЛОИ: ТЕОРИЯ И КОМПЬЮТЕРНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

Минина Е.С.¹, Добросердова А.Б.¹, Серда Д.²,
Канторович С.С.^{1,2}

¹Уральский государственный университет имени А. М. Горького
620083, Свердловская область, г. Екатеринбург, ул. Ленина, д. 51.

Факс: +7(343)3507401;

²Институт компьютерной физики
70569, Германия, г. Штутгарт, ул. Пфаффенвальдринг, 27;

E-mail: eminina86@gmail.com, alla2307@gmail.com,
kantorovich@fias.uni-frankfurt.de



Канторович Софья Сергеевна, кандидат физико-математических наук (2004). Имеет более 40 научных публикаций. Работает на кафедре математической физики математико-механического факультета Уральского государственного университета. Научно-исследовательская работа связана с теоретическим описанием микроструктуры магнитных жидкостей.



Минина Елена Сергеевна, аспирант кафедры математической физики, математико-механического факультета Уральского государственного университета. Исследовательская работа связана с математическим моделированием жидкостей со сложными межчастичными взаимодействиями, теория вириального разложения.



Добросердова Алла Борисовна, магистрант математико-механического факультета Уральского государственного университета. Область интересов связана с математическим моделированием поведения магнитных жидкостей.



Серда Джоан, доктор Института компьютерной физики университета г. Штутгарта, Германия. Научно-исследовательская деятельность связана исследованием полиэлектролитовых мультислоев, разработкой новых алгоритмов для дальнедействующих взаимодействий, компьютерное моделирование поведения магнитной жидкости.

1. Введение

Магнитные частицы феррожидкости образуют разнообразные структуры в состоянии равновесия. Вид таких структур зависит от множества условий: геометрии рассматриваемой системы, магнитных

взаимодействий, полидисперсности системы, наличия и отсутствия внешнего магнитного поля и других. Так микроструктуры магнитной жидкости в тонком слое и ее фазовое поведение будут отличаться от микроструктуры 3D системы. С помощью современных экспериментов методом криогенной электронной микроскопии (суго-ТЕМ) [1] было установлено, что магнитные наночастицы в квази-2D образуют структуры, похожие на цепочки и кольца. Не смотря на результаты исследований, полученные в данной области, фазовое поведение и микроструктура магнитной жидкости в тонком слое изучена лишь частично. В данной работе представлена математическая теория для исследования бидисперсной квази-2D феррожидкости в монослое, которая комбинируется с компьютерными экспериментами, основанными на методах молекулярной динамики. Данная теория позволяет более углубленно изучить процесс образования микроструктур в тонком слое.

2. Компьютерный эксперимент

Для проведения компьютерного эксперимента методом молекулярной динамики была смоделирована система, состоящая из N сферических частиц диаметром σ_l и M сферических частиц диаметром σ_s . Данные частицы распределялись внутри квадратной симуляционной ячейки, сторона которой равна L . Мы предполагали, что $\sigma_s < \sigma_l$. Каждая частица обладала дипольным моментом $\vec{\mu}_{s(l)}$, который мог вращаться не только в исследуемой плоскости тонкого слоя, но и во всем объеме. Частицы взаимодействовали посредством магнитного диполь-дипольного взаимодействия. Для определения движения частиц системы использовались периодические граничные условия, действующие в направлениях осей $X - Y$. На первом шаге эксперимента дальнедействующее дипольное взаимодействие вычислялось с помощью относительно недавно разработанного алгоритма dipolar-P³M (d-P³M). На втором шаге применяются дипольные поправки слоя (DLC), что позволило исключить взаимодействие частиц слоя с их репликациями, которые были добавлены вдоль оси Z на первом шаге. Использование методов d-P³M и DLC позволило наиболее быстро вычислить поправки дальнедействия диполь-дипольного взаимодействия как традиционную двухмерную дипольную эвальдову сумму. Точность данного алгоритма для вычисления дипольных сил и вращающихся моментов диполей составляет $\delta \approx 10^{-4}$.

Компьютерные эксперименты были выполнены при постоянной температуре $T^* = 1$. Масса, тензор инерции, а также константы трения Γ_T и Γ_R выбирались произвольно. Таким образом, масса частиц $M = 1$ и тензор инерции $I = 1$. Мы выбрали $\Gamma_T = 1$ и $\Gamma_R = 3/4$ так, чтобы в нашей системе релаксация наступала быстрее, чем система приходила бы в состояние равновесия. Расчеты проводились с временным шагом $\Delta t^* = 15 \cdot 10^{-4}$. В компьютерном эксперименте задавалась начальная конфигурация со случайным расположением частиц в симуляционной ячейке, и направление моментов частиц также было выбрано случайным образом в 3D. Каждый раз система сначала приводилась в состояние равновесия за период $2 \cdot 10^6$ шагов, гарантирующие, что результаты не будут зависеть от выбора начальных условия. Анализ корреляционной функции энергии позволил сделать вывод, что время корреляции будет меньше, чем $10^4 \Delta t^*$ даже в самом плохом случае. Таким образом, гарантировав, что образец больше некоррелируем, производились вычисления на следующих $8 \cdot 10^6$ временных шагах, величина которых была равна $2 \cdot 10^4 \Delta t^*$. Число частиц в данной системе составляло $N = 1000$, хотя было проведено несколько экспериментов с числом частиц больше 10000 для проверки независимости результатов от размера системы. Для проведения данных экспериментов использовался пакет программ ESPResSo [2].

3. Теоретическая модель

Моделируемая система состояла из сферических частиц двух видов (малых и больших). Частицы обладали магнитным ядром (с диаметрами σ_s (малая) и σ_l (большая)), окруженным немагнитным слоем (толщиной l). Каждая частица обладает магнитным моментом $\vec{\mu}_{s(l)}$, который вращался в трехмерном пространстве (3D). Центры всех частиц могли располагаться лишь в одной плоскости. Таким образом, мы моделируем квази-2D систему, которая является частным случаем двумерной системы. В данной системе мы учитываем два вида межчастичных взаимодействий: магнитное диполь-дипольное взаимодействие (1) и стерическое отталкивание мягких сфер (2).

$$U_{ij}^{dip} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{\vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j}{|r_{ij}|^3} - \frac{3[\vec{\mu}_i \cdot (\vec{r}_{ij})][\vec{\mu}_j \cdot (\vec{r}_{ij})]}{|r_{ij}|^6} \right) \quad (1),$$

где $r_{ij} = r_i - r_j$ - радиус-вектор между центрами двух частиц и $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Н/м – магнитная проницаемость вакуума. Короткодействующее взаимодействие между парами частиц определяет потенциал WCA (потенциал мягких сфер)

$$U_{ij}^{sr} = 4\varepsilon \left[\left(\frac{\sigma_i + \sigma_j}{2r_{ij}} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma_i + \sigma_j}{2r_{ij}} \right)^6 \right] + \varepsilon \quad (2),$$

что является только отталкивающей частью потенциала Леннарда-Джонса с радиусом действия $R_c = 2^{-5/2}(\sigma_i + \sigma_j)$.

В данной модели допускается существование гибких цепочек и колец, состоящих из больших и малых феррочастиц.

Мы использовали функционал плотности для нахождения равновесной концентрации цепочек $g(n, m, i)$ и колец $f(n, m, i)$ в цепочки и кольца состоят из n больших и m маленьких частиц, имеющих структуру i). Вычисление исключенной области играет важную роль в кази-2D. Учет взаимодействия типа «исключенная область» необходим для верного описания энтропии. Заключительная часть работы состояла в минимизации свободной энергии с помощью метода Лагранжа при условии массового баланса.

4. Результаты

Поведение феррожидкости в монослое можно охарактеризовать, используя два основных параметра: поверхностную концентрацию и параметр дипольного взаимодействия $\lambda = 0,5U_{dd} / k_B T$ (для бидисперсного случая таких параметров три), где U_{dd} - энергия взаимодействия двух частиц при плотном контакте и их диполи выстроены вдоль одной линии. В данной работе изучено поведение системы частиц с диаметрами $\sigma_l = 14, 16, 18$ нм, $\sigma_s = 7, 9, 11$ нм. Соответственно величина параметра λ для взаимодействия большой частицы с большой меняется от 2 до 5, а для маленьких частиц всегда меньше единицы. Поверхностная концентрация больших частиц считалась равной 0,05. Для маленьких частиц исследование проводилось при достаточно большой поверхностной концентрации - до 0,1. В данной модели предполагается, что магнитное ядро частицы окружено немагнитным слоем толщиной 2 нм. Таким образом, общий диаметр частиц согласо-

ется с параметром λ и равен $\sigma_l = 18, 20, 22$ нм. Величины λ , σ и ϕ подбирались в процессе исследования по двум критериям: они соответствуют величинам, найденным экспериментально, и они подходят для тестирования теории.

На рис. 1 представлена фотография компьютерного эксперимента бидисперсной системы. Здесь можно увидеть, что феррочастицы образуют цепочки и кольца. Стоит отметить, что образование колец происходит реже и их размер заметно меньше по сравнению с монодисперсными монослоями [3]. В монодисперсной системе кольцо является основным состоянием [4], однако, дают достаточно низкую энтропию. Для бидисперсной системы основным состояние является более сложная структура, поэтому образование колец становится менее вероятным.

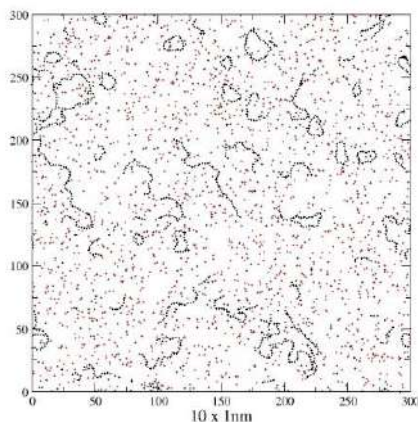


Рис 1. Фотография бидисперсной жидкости в тонком слое, полученная в ходе компьютерного эксперимента. Большие частицы имеют черный цвет, малые частицы покрашены в красный цвет

На рис. 2 представлена группа структур, которые образуются в бидисперсном монослое. Основной интерес здесь представляет то, что в монослое маленькие частицы образуют агрегаты, тогда как в 3D они в большинстве своем не участвуют в процессе агрегирования. Таким образом, в теоретическое исследование было включено рассмотрение дополнительных топологических классов. Процесс агрегирования из маленьких частиц связан с изменениями энтропии и исключенной областью взаимодействия. Кроме того, в большинстве случаев в компьютерных экспериментах не было обнаружено колец. Хотя, как отме-

чалось выше, присутствие малых частиц препятствует образованию колец, их присутствием пренебрегать нельзя.

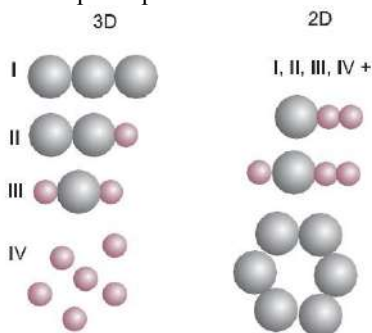


Рис. 2. Группы структур частиц бидисперсной феррожидкости в 2D и 3D

Выводы

Разработана теоретическая модель для вычисления микроструктуры бидисперсной магнитной жидкости в монослоев отсутствии внешнего магнитного поля. Наш метод основывался на минимизации функционала плотности. Произведен сравнительный анализ теоретической модели с результатами компьютерных экспериментов, производимых методом молекулярной динамики, и продемонстрировано согласие данных результатов. Было показано, что для полидисперсной системы микроструктура значительно отличается от монодисперсной системы. Более того, наблюдается качественные изменения микроструктуры. Все это означает, что необходимо быть предельно внимательным при экстраполяции экспериментальных результатов исследования поведения магнитной жидкости.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 08-02-00647-а), гранта АВЦП №2.1.1/1535, ФАНИ г/к 02.740.11.0202, гранта CRDF № PG07-005-02, гранта Президента для молодых кандидатов наук (МК-6415.2010.2).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. M. Klokkenburg et al // Phys Rev. Lett., 2006, Т. 96, С. 037203.
2. http://espressowiki.mpip-mainz.mpg.de/wiki/index.php/Main_Page
3. S. Kantorovich et al // Phys. Chem. Chem. Phys., 2008, Т. 10, С. 1883.
4. T. Prokopyeva et al // Phys. Rev. E, 2009, Т. 80, С. 031404.

АВТОРСКИЙ ИНДЕКС

А

Александрова Г.П. 34
 Анисимов Н.В. 225
 Арефьев И.М. 114, 119, 375
 Арефьева Т.А. 114, 119, 375
 Ашихмин И.А. 341

Б

Баев В.Г. 10
 Байбуртский Ф.С. 170
 Баранцева Е.А. 337
 Баусов А.М. 319
 Богомяков А.С. 34
 Богословская О.А. 235
 Бондаренко Е.А. 157
 Брусенцов Н.А. 225, 230
 Брусенцова Т.Н. 225
 Бычкова А.В. 348

В

Виноградов А.Н. 353
 Виноградов Н. 360
 Вольтер Е.Р. 258, 274
 Вольхин И.Л. 53
 Воробьева С.А. 10

Г

Гак Е.З. 367
 Гак М.З. 367
 Гасюк А.А. 353
 Гицба А.Ш. 274
 Гладких Д.В. 40
 Глущенко Н.Н. 235
 Голубева И.С. 225, 230
 Голубятников А.Н. 183
 Горшенёв В.Н. 108, 348
 Грабовский Ю.П. 28
 Гришанина О.А. 296
 Гуляев М.В. 225, 230
 Гуцин А.Г. 270

Д

Данилов В.А. 405
 Данилов М.И. 76
 Дворова О.В. 170
 Демин М.С. 218
 Дженя А.В. 258
 Диканский Ю.И. 40, 69
 Дмитриевский В.А. 206
 Добросердова А.Б. 411

Е

Елфимова Е.А. 101, 163, 95
 Епифанов Ю.А. 163
 Ерин К.В. 83
 Ершова А.Н. 270
 Ефимова В.А. 101

Ж

Жолудь А.М. 264
 Жуков А.В. 225

З

Закинян А.Р. 69
 Захарова И.Н. 22, 270
 Зубарев А.Ю. 89, 144
 Зубко В.И. 47
 Зубко Д.В. 47

И

Иванов А.О. 95, 101
 Иванов А.С. 137
 Идиятуллин А.А. 206
 Истомин Ю.П. 253

К

Кажан В.А. 280
 Казаков Ю.Б. 114, 119, 308,
 328, 380

Казакуца А.В. 353, 360
 Калаева С.З. 22, 270
 Кандаурова Н.В. 157
 Канторович С.С. 405, 411
 Карпова Г.В. 123
 Каспаров В.В. 108, 348
 Кашевский Б.Э. 212, 253, 264
 Кашевский С.Б. 212, 253
 Киласония Э.Ф. 258
 Кишмария Я.Ш. 274
 Коварский А.Л. 348
 Кожевников В.М. 76, 218
 Комиссарова Л.Х. 241
 Коновалова Н.И. 202
 Коровин В.М. 280
 Костенко В.О. 144
 Котельникова М.С. 191
 Крупин С.А. 337
 Крутикова Е.В. 95
 Кузнецов А.А. 241, 248
 Кузнецов О.А. 248
 Куникин С.А. 40

Л

Ларионов Ю.А. 218
 Лахтина Е.В. 64
 Лебедев А.В. 16
 Лебедев В.Д. 315
 Лейпунский И.О. 235
 Лесникович А.И. 10, 47
 Лисин А.В. 28
 Лобова О.В. 130
 Луговцов Б.А. 191
 Лысенко С.Н. 16

М		Сицко Г.Н.	47
Макаров В.М.	22, 270	Скроботова Т.В.	287
Малинина Н.В.	380	Снегирев Д.Г.	324
Мартынов С.И.	202	Соловей О.В.	353
Менделев В.С.	95	Стишков Ю.К.	341
Мизонов В.Е.	337	Стороженко А.М.	123
Миквабия З.Я.	258	Страдомский Ю.И.	308, 375
Милевич И.А.	10	Сухов Б.Г.	34
Минина Е.С.	411	Сычев Г.Т.	130
Мкртчян Л.С.	69	Т	
Морозов Н.А.	328	Тактаров Н.Г.	197
Н		Танцюра А.О.	123
Налётова В.А.	170	Тимановская В.В.	258
Никитин М.П.	225	Тищенко Д.А.	225
Никитин П.И.	225	Трофимов Б.А.	34
О		Турков В.А.	170
Овсянникова М.Н.	235	Турьшева Е.В.	101
Овчаренко В.И.	34	Тютюнников С.И.	10
П		Тятюшкин А.Н.	176
Пауков В.М.	123	У	
Перминов С.М.	385, 395, 402	Улащик В.С.	253
Перминова А.С.	402	Ф	
Пирогов Ю.А.	225, 230	Федоров О.Л.	287
Пирожков Б.И.	53	Федотова Ю.А.	10
Полетаев В.А.	380	Феофанов В.С.	241
Полунин В.М.	123, 130	Филиппов В.А.	308
Полянский В.А.	176, 225, 230	Фионов А.С.	108
Прокопьева Т.А.	405	Х	
Прохоров И.В.	212, 253	Хабазия А.С.	360
Пшеничников А.Ф.	59, 64, 137	Холопов В.Л.	296
Пышная С.В.	248	Хотынюк С.С.	130
Пышный М.Ф.	248	Храпко Н.В.	28
Пьянзина Е.С.	151	Ч	
Р		Чеканов В.В.	157
Радионов А.В.	40, 353, 360	Чеканов В.С.	157
Радчук А.В.	328	Чириков Д.Н.	89
Реутов В.П.	241	Чуенкова И.Ю.	76
Ряполов П.А.	123, 130	Ш	
С		Шабанова И.А.	130
Саджая Е.Н.	258	Шапкин М.П.	367
Сайкин М.С.	315, 319	Шевяков А.Н.	319
Сарапулов Ф.Н.	206	Шипилин А.М.	22, 270
Семенов И.В.	319	Шипилин М.А.	22, 270
Семихин В.И.	302	Ширшова А.В.	302
Серда Д.	411	Я	
Сергеев Е.В.	324	Ястребов С.С.	76
Сизов А.П.	324		
Симоновский А.А.	296	Zeidis I.	170
		Zimmermann K.	170

**14-я Международная Плесская научная конференция
по нанодисперсным магнитным жидкостям**

Сборник научных трудов

Подписано в печать 5.08.08. Формат 60x84 $\frac{1}{16}$.
Печать плоская. Усл. печ. л. 26,25. Тираж 120 экз. Заказ
ГОУВПО «Ивановский государственный энергетический университет
имени В.И. Ленина»
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34
Отпечатано в типографии ООО «ПресСто», 153025,
г. Иваново, ул. Дзержинского, 39, оф. 307.