




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

**сентябрь, 2012  
Плес, Россия**

**Сборник  
научных трудов**

Организована  
при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований проект № 12-08-0629-г   
Министерством образования и науки РФ  
Академией электротехнических наук РФ  
ФГБОУВПО «Ивановский государственный энергетический университет им. В.И. Ленина»  
Институтом механики Московского государственного университета  
ФГУП «СКТБ Полус»

15-я Международная Плесская научная конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям организована Министерством образования и науки РФ, Академией электротехнических наук РФ, Институтом механики Московского государственного университета, ФГБОУВПО «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 № 12-08-0629-г.

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 978-5-89482-816-9

© ФГБОУВПО «Ивановский государственный энергетический университет им. В.И. Ленина», 2012

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>РАЗДЕЛ 1. Физико-химические аспекты синтеза новых магнитных нанодисперсных систем</b>	<b>8</b>
<b>Вольтер Е.Р., Гицба А.Ш., Кишмария Я.Ш.</b> Наномангнетитовые носители в среде растворения	9
<b>Лебедев А.В.</b> Фракционирование магнитной жидкости, стабилизированной линолевой кислотой	15
<b>Арефьев И.М., Арефьева Т.А., Казаков Ю.Б.</b> Магнитные жидкости, устойчивые к действию агрессивных сред	21
<b>Макаров В.М., Калаева С.З., Шипилин М.А., Захарова И.Н., Шипилин А.М.</b> Влияние технологических параметров получения магнитной фазы ферроколлоидов на их магнитные свойства	24
<b>Горшенев В.Н., Мельников В.П., Матюшин Д.Д., Телешев А.Т.</b> Дисперсные системы вибромолотых окисленных графитов	30
<b>Гак Е.З., Гак М.З., Резункова О.П.</b> Осаждение парамагнитных суспензий и железобактерий в неоднородных магнитных полях как модели формирования железомарганцевых конкреций в морях и океанах	35
<b>РАЗДЕЛ 2. Физические свойства и коллоидная стабильность, процессы агрегации</b>	<b>50</b>
<b>Полунин В.М., Танцюра А.О., Стороженко А.М., Шабанова И.А., Сычев Г.Т.</b> Расчетная величина магнитного момента наночастицы магнитной жидкости в малых и насыщающих полях	51
<b>Полунин В.М., Боев М.Л., Мьо Мин Тан, Пауков В.М.</b> Генерирование электромагнитного импульса при образовании воздушных пузырьков в магнитной жидкости	58
<b>Кругикова Е.В., Канторович С.С., Анохин Д.А., Иванов А.О.</b> Влияние внешнего магнитного поля на парную корреляционную функцию и структурный фактор полидисперсных магнитных жидкостей	64
<b>Соловьева А.Ю., Екатеринчук Е.Д., Елфимова Е.А.</b> Свободная энергия концентрированных феррожидкостей: влияние магнитного поля	70

<b>Турешева Е.В., Елфимова Е.А.</b> Начальная магнитная восприимчивость феррожидкости. влияние межчастичных взаимодействий немагнитной природы	76
<b>Минина Е.С., Крутикова Е.В., Канторович С.С.</b> Методы анализа давления в системах дипольных мягких и твердых сфер	83
<b>Лахтина Е.В.</b> Кластерный анализ фракций магнитной жидкости, полученных центрифугированием	88
<b>Пьянзина Е.С.</b> Магнитные жидкости с анизотропными частицами	93
<b>Кожевников В.М., Ларионов Ю.А., Чуенкова И.Ю., Морозова Т.Ф.</b> Структурная неустойчивость тонкого слоя магнитной жидкости в постоянном и переменном электрических полях	99
<b>Малсугенов О.В., Кожевников В.М., Ларионов Ю.А., Чуенкова И.Ю.</b> Способ бесконтактного определения электростатической безопасности объектов на основе магнитодиэлектрического коллоида	104
<b>Маргынгов С.И., Ткач Л.Ю.</b> Влияние взаимодействия частиц на вязкость магнитной жидкости	110
<b>Зубарев А.Ю., Чириков Д.Н., Борин Д.Ю., Odenbach S.</b> Магнитореологические свойства кластерных феррожидкостей	113
<b>Сизов А.П., Сергеев Е.В., Снегирев Д.Г., Комельков В.А.</b> Исследование начальной магнитной проницаемости магнитных жидкостей	119
<b>РАЗДЕЛ 3. Магнитная гидродинамика, тепло- и массообмен, конвекция и волны</b>	123
<b>Буркова Е.Н., Пшеничников А.Ф.</b> О периодических концентрационных структурах в магнитных жидкостях	124
<b>Иванов А.С., Пшеничников А.Ф.</b> Массоперенос в плоском слое магнитной жидкости при наличии ядра магнитной конденсации	130
<b>Пшеничников А.Ф., Кузнецов А.А.</b> Магнитная жидкость в зазоре пермеаметра: численное моделирование	135
<b>Ткачева Е.С., Закинян А.Р., Диканский Ю.И.</b> Динамика формы диэлектрической микрокапли в переменном электрическом и вращающемся магнитном полях	141

<b>Диканский Ю.И., Гладких Д.В., Золотухин А.А.</b> Особенности намагничивания магнитных жидкостей, содержащих намагнитенные агрегаты	147
<b>Яновский А.А., Симоновский А.Я., Холопов В.Л.</b> Моделирование процесса роста парового пузырька при кипении магнитной жидкости	153
<b>Клименко Е.М., Симоновский А.Я., Холопов В.Л.</b> Кипение магнитной жидкости на одиночном центре парообразования в постоянном магнитном поле	159
<b>Ерин К.В., Сидельников А.А.</b> Динамическое магнитное двойное лучепреломление в концентрированных магнитных жидкостях	165
<b>Тактаров Н.Г.</b> Моделирование волн на поверхности цилиндрического столба магнитной жидкости, окружающей длинное пористое ядро	170
<b>Кажан В.А., Коровин В.М.</b> О возникновении неустойчивости розенцвейга в тонкой двухслойной конфигурации из магнитной и немагнитной жидкостей	176
<b>Божко А.А., Путин Г.Ф., Сидоров А.С., Суслов С.А.</b> О конвективной устойчивости вертикального слоя магнитного коллоида	182
<b>Борисенко О.В., Беджаниян М.А., Шацкий В.П.</b> Определение поверхностной плотности поляризационного заряда струи магнитной жидкости в однородном электрическом поле	187
<b>РАЗДЕЛ 4. Применение нанодисперсных систем в медицине, биологии и экологии</b>	192
<b>Брусенцов Н.А., Барышников А.Ю., Бочарова О.А., Голубева И.С. Полянский В.А., Жуков А.В. Пирогов Ю.А., Гуляев М.В., Анисимов Н.В., Петухов В.Б., Тищенко Д.А., Савельев О.Ю., Никитин П.И., Брусенцова Т.Н., Никитин М.П., Юрьев М.В., Ксеневич Т.И.</b> Магнитожидкостная термохимиотерапия онкологических заболеваний в эксперименте с МРТ и электронно-сенсорной оптимизацией в реальном времени	193

<b>Левитин Е.Я., Ведерникова И.А., Коваль А.А., Чан Т.М., Фаталиева А.В.</b> Способ определения цитотоксического действия лекарственных препаратов с магнитоуправляемыми свойствами	201
<b>Богословская О.А., Лейпунский И.О., Овсянникова М.Н., Глущенко Н.Н.</b> Изменение физико-химических характеристик наночастиц железа и их антимикробной активности при хранении	207
<b>Королев Д.В., Афонин М.В., Осташев В.Б., Усков И.С., Уменушкина Е.А., Галагудза М.М.</b> Магнитные наночастицы оксид циркония-магнетит: синтез, свойства, применение в качестве носителей лекарственных препаратов	213
<b>Баркая В.С., Вольтер Е.Р., Фоменко В.Н., Елистратова Ж.В., Хашиг Н.Э., Киласония Э.Ф.</b> Реакция крови обезьян на внутривенное введение нанодисперсных оксидов кобальта	218
<b>Ершова А.Н., Калаева С.З., Макаров В.М., Гущин А.Г., Шипилин М.А.</b> Исследование влияния магнитных жидкостей на адгезию лейкоцитов	224
<b>Шабалкина Е.Ю., Черкасова О.Г., Коченов В.И., Цыбусов С.Н.</b> Растворимость – показатель качества наполнителей магнитных теплопроводящих сред для криохирургии	227
<b>РАЗДЕЛ 5. Применение нанодисперсных магнитных жидкостей в технике</b>	230
<b>Ulrych Bohuř, Doležel Ivo.</b> Static characteristics of electromagnetic actuators working with ferrofluid	231
<b>Сарапулов Ф.Н., Идиятулин А.А.</b> Моделирование гидромеханических процессов в электромагнитном вращателе металлического расплава	237
<b>Радионов А.В., Виноградов Н., Казакуца А.В.</b> Магнитожидкостные герметизаторы подшипниковых узлов центробежных насосов	243
<b>Федоров О.Л., Скроботова Т.В.</b> Особенности разделения жидких и газообразных неоднородных систем с использованием магнитных жидкостей	249

<b>Мизонов В.Е., Berthiaux Н., Казаков Ю.Б., Филиппов В.А.</b> Применение теории цепей Маркова к моделированию сепарации примеси в поле неоднородной массовой силы	255
<b>Жуков В.П., Беляков А.Н., Otwinowski Н.</b> Применение кинетического уравнения Больцмана к моделированию эволюции дисперсных систем	260
<b>Арефьев И.М., Арефьева Т.А., Казаков Ю.Б.</b> Перспектива применения магнитных жидкостей в оптических устройствах	268
<b>Полетаев В.А., Пахолкова Т.А.</b> Исследование момента трения в магнитожидкостных уплотнениях герметизаторов	271
<b>Перминов С.М., Полетаев В.А., Казаков Ю.Б., Перминова А.С.</b> Приповерхностное перераспределение магнитного поля и его влияние на момент трения магнитожидкостных устройств	275
<b>Перминов С.М., Полетаев В.А., Казаков Ю.Б., Перминова А.С.</b> Исследование магнитного поля торцевого магнитожидкостного герметизатора	281
<b>Шурыгин А.М., Шурыгин М.Н., Крылов Н.И.</b> Разработка конструкции магнитореологического вибродемпфера	287
<b>Сайкин М.С.</b> Магнитожидкостные герметизаторы агрессивных сред химических реакторов	290
<b>Страдомский Ю.И., Филиппов В.А., Арефьев И.М., Арефьева Т.А., Казаков Ю.Б.</b> Исследование на опытном образце магнитожидкостного сепаратора процессов разделения немагнитных материалов по плотности	294
<b>Филиппов В.А.</b> Разработка программного комплекса расчета движения разделяемых частиц в магнитожидкостном сепараторе	301
<b>Морозов Н.А., Нестеров С.А.</b> Типовые конструкции демпферов на основе нанодисперсных магнитных жидкостей	307
<b>Сайкин М.С., Морозова Д.Ю.</b> Численное исследование распределения магнитной индукции в магнитожидкостном датчике с постоянными магнитами	315

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



## НАНОМАГНЕТИТОВЫЕ НОСИТЕЛИ В СРЕДЕ РАСТВОРЕНИЯ

**Вольтер Е.Р., Гицба А.Ш.,  
Кишмария Я.Ш.**

Абхазский государственный университет,  
Сухум, Келасур, Республика Абхазия, ул. Университетская, 1.  
e-mail [ervolter@mail.ru](mailto:ervolter@mail.ru)

Одной из важнейших задач наномедицины является понимание процесса элиминации наноструктур (НС) в биологических системах разного уровня - организме, органах и клетках-мишенях. Исследования, проведенные с наномангнетитом (НМ), введенным в форме магнитных жидкостей (МЖ), внутривенно, внутривентриально белым крысам [1], показали, что терминальным этапом данного процесса биотрансформации является транспорт агрегатов НМ из печени в желчевыводящих путях и желудочно-кишечном тракте (ЖКТ). Через почки НМ не выводится. При этом достоверно неизвестно, возможно ли растворение НС в биологических жидкостях данной транспортной системы и обратное всасывание нано компонентов, например, через стенку кишечника. В то же время, при пероральном введении, небольшое количество НМ всасывается в ЖКТ и кратковременно накапливается в печени. Следовательно, изучение фармакокинетики водных коллоидов НМ позволяет сделать вывод, что согласно Биофармацевтической классификационной системе [2], магнетитовые НС относятся к 4 классу лекарственных средств (низкая растворимость в водных растворах и низкая кишечная проницаемость).

Изучение процессов элиминации и транспорта большого класса магнетитовых НС в биологических жидкостях в условиях *in vivo* является трудоемким и требует в острый опыт большое количество экспериментальных животных. Кроме того, используемые для подобных исследований, методы ЯМР, ФМР, радиоактивно меченых атомов и др., не всегда доступны, Поэтому целесообразно моделировать данные процессы в физиологических условиях *in vitro* в биологических жидкостях, либо входящих в транспортную систему организма, либо потребляемых человеком для обеспечения жизнедеятельности.

Технический способ проведения опыта - испытание образца путем гидромеханического перемешивания в сосуде и проточным методом. Основной тест – испытание «растворение», как самого НМ, так и спонтанно образуемых коллоидных агрегатов вследствие магнитного

взаимодействия частиц. Средой растворения могут служить физиологический раствор, желудочный сок, желчь, плазма крови и др. Если магнетитовые НС вводят через желудок, то среду растворения можно моделировать 0.1 М раствором HCl. Основная задача исследования – оценить коллоидную устойчивость НМ в среде растворения в зависимости от дозы, длительности и пути введения. Это необходимо для прохождения фармакопейной статьи на препараты, основанные на НМ [7].

Изучение «растворения» энергонасыщенного НМ в простых буферных растворах должно дополняться введением в среду донорно-акцепторных ПАВ биологического происхождения. При этом на поверхности НС в процессе адсорбции ПАВ формируется сложный интерфейс – это поверхность раздела органических и неорганических веществ. Условно, это граница раздела живых и неживых систем. Интерфейс порождает качественно новые свойства или эффекты, отличные от свойств ассоциированных с ним поверхностей. Эти граничные состояния могут быть индукторами последующих коммуникативных прорывов объемных электронных состояний, приводящих к разрушению сложности гетерогенной системы и образования гомогенного раствора.

Интерфейс позволяет выявить неожиданные внутренние тенденции к разрушению или к стабилизации структуры НМ при различных параметрах моделирования (рН, температура, осмоляльность и др.) [3]. В зависимости от размеров и формы зерен НМ в окислительно-восстановительной среде могут наблюдаться и эффективные «кулоновские» взрывы кластеризованной поверхности НМ, и пассивация поверхностного немагнитного комплекса [4]. Данные процессы неизбежно охватывают электронные состояния объема НМ.

Наномангнетит, размером 7–15 нм, осаждали по методу Элмора, а также использовали высокодисперсный магнетит, получаемый плазмохимическим методом, размер частиц 50–100 нм. Кинетика диспергирования и растворения агрегатов НМ в дисперсионной среде изучалась по скорости оседания границы раздела фаз. После 5-минутной обработки суспензии на ультразвуковом диспергаторе «» или 30 минутном встряхивания в колбе в шейкер-инкубаторе « » при температуре 37°C. Магнетитовые НС проходили испытания в следующих средах растворения: воде (рН в диапазоне от 3 до 11), физиологическом растворе, эмульсия желчи медицинской консервированной, содержащей 10 % этилового спирта (ООО «САМСОН-МЕД») и различных плазмозаменителях.

Желчь (рН-5.7) содержит в большом количестве ПАВЫ [5], которые могут обеспечить коллоидную устойчивость НМ: белок – 3 мг/мл, холестерин 6 мг/мл, лецитин 35 мг/мл, фосфолипиды 2мг/мл, жирные кислоты –10 мг/мл. Желчные кислоты, как и липиды, содержат поляр-

ные и неполярные группы. Другие компоненты желчи, в том числе электролиты, способствуют как созданию электростерической защитной оболочки гранул НМ ( $K^+$ ,  $Na^+$ ), так и коагуляции ферроколлоида ( $Ca^{2+}$ ,  $Mg^{2+}$ ).

Точка нулевого заряда НМ при рН 6.4, а при рН 5.7 магнетитовых НС имеют небольшой отрицательный дзета-потенциал. В определенной мере это способствует модификации поверхности НМ белково-лецитиновыми компонентами желчи, но не органическими кислотами. Очевидно, при этом существенно изменяется эффективный гидродинамический размер НС, достигая 30–50 нм и выше, но анионные характеристики поверхности обеспечивают высокую тропность к полисахаридным защитным покрытиям биологических мембран.

Очевидно, желчь – активная жидкокристаллическая биологическая среда, которая потенциально способна влиять на коллоидные и электрохимические свойства НМ. Однако, параметры среды (рН, температура, ионный состав), при которых возможна хемосорбция на НМ желчных кислот и электронный обмен между адсорбированными молекулами и поверхностными электронными состояниями, нуждаются в уточнении. По нашим оценкам, для создания защитной оболочки на частицах НМ, содержащихся в 1 г магнетитовой пасты ( $10^{18}$ ), требуется внести не менее 2 мл желчи. При физиологической температуре  $37^{\circ}C$  протекает процесс физической адсорбции компонентов желчи, не сопровождающийся структурными перестройками поверхности НМ. Тем не менее, образовавшаяся защитная оболочка достаточно эффективно предохраняет НМ от разрушающего действия донорно-акцепторных низкомолекулярных органических кислот.

При внутривенном введении МЖ более 90 % феррофазы сосредоточено в плазме крови. Плазма крови – это жидкая часть, остающаяся после удаления ее форменных элементов. Для моделирования *in vitro* в качестве среды растворения можно использовать плазму крови доноров. Однако, определенный интерес для изучения реологии МЖ вызывают синтетические плазмозаменители, в первую очередь, кровезамещающие жидкости гемодинамические, содержащие высокомолекулярные соединения. К этой группе средств относятся препараты декстрана - частично гидролизованного растворимого в воде полимера глюкозы и раствор частично расщепленного пищевого желатина. Они не особенно устраивают фармакологов высокой токсичностью по отношению к системе гемостаза и функции почек.

Фармакология, включая реологию, МЖ на основе декстран-ферритов на водной основе хорошо разработана и изучена, что отражено в многочисленных работах Н.А. Брусенцова. Поэтому, только со-

шлемся на используемые препараты. Наиболее распространенными являлись низкомолекулярные декстраны (реополиглокин, реомакродекс, декстран-40). Появилась группа модифицированного жидкого желатина (гелофузин).

Раствор альбумина представляет собой плазмозамещающее средство, которое производят, фракционируя человеческую плазму. Выпускают растворы с 5, 10, 20% содержанием активного вещества. На долю альбумина приходится более половины всех содержащихся в плазме крови белков (35-55 г/л). Альбумин создает онкотическое давление плазмы, тем самым, поддерживая циркулирующий объем крови. Обладает способностью к связыванию неорганических ионов (кальция, магния, цинка), метаболитов (жирных кислот, билирубина, мочевой кислоты), гормонов (тироксина, трийодтиронина, кортизола), лекарственных препаратов (салицилатов, барбитуратов, антибиотиков, аминокислот).

Известно, что частицы НМ можно стабилизировать в водной среде добавляя определенное количество защитного коллоида, например альбумина [8]. Исследование стабилизации коллоида НМ показало, что, при добавке небольшого количества, альбумин проявляет флокулирующее действие. Если же концентрация альбумина составляет 15–25% от массы магнетита, то происходит стабилизация НМ. Это обусловлено тем, что на поверхности высокомолекулярной глобулы располагаются аминокислотные остатки, так, что их полярные группы контактируют с водной фазой и способны образовывать ионоподобные связи с поверхностью НМ. Следовательно, в зависимости от концентрации альбумина и рН в системе возможны два варианта образования коллоидных структур. В первом, при низких концентрациях альбумина, частицы магнетита в результате вытеснительной флокуляции легко осаждаются. В случае, когда концентрация альбумина выше 15% от массы магнетита, глобулы белка образуют прочный структурно-механический барьер феррочастицы. Расчеты показывают, что на одну ВДЧ магнетита в среднем сорбируется 12 молекул альбумина. По-видимому, адсорбция альбумина происходит в виде глобул, которая не сопровождается денатурацией белка.

Образованию данной структуры способствует практический одинаковый размер глобул альбумина и НМ. Эффективность взаимодействия дисперсной фазы и защитного коллоида определяется процессами гетерокоагуляции. Для интенсификации процесса, добавление альбумина производят одновременно с пропуском газообразного кислорода в течение 20–30 мин при  $p_{O_2} = 150-200$  мм рт.ст. Преимущественная адсорбция кислорода на ВДЧ магнетита приводит к изменению значения величины потенциала поверхности частиц по реакции  $Fe^{2+} + O_2$ . ----

$\text{Fe}^{3+} \dots \text{O}_2^-$ . Последующая комплиментарная реакция восстановления кислорода до воды приводит к возрастанию положительного потенциала поверхности и, тем самым, индуцирует неустойчивость системы в отношении агрегации. Кроме того, ионы железа (III) способны образовывать более прочные координационные связи с сорбируемыми молекулами, чем ионы железа (II). Это обуславливает надежность защитной оболочки на частицах магнетита – «короны», которая дольше сохраняет свою структуру в агрессивной биосреде.

Пептизацию осадка магнетита осуществляли механическим растиранием или ультразвуковым воздействием (УЗ) при pH дисперсионной среды около 8. При этих значениях абсолютное значение  $\zeta$ - потенциала велико (ТНЗ магнетита находится в области pH 6,4), и, кроме того, COOH-группы, расположенные на поверхности альбумина, ионизированы. Несомненным достоинством является тот факт, что при данном режиме стабилизации не происходит денатурации белковой глобулы и практически сохраняется физиологическая активность альбумина. УЗ-обработка способствует лучшему насыщению МЖ кислородом и следовательно более эффективна. Время стабилизации при УЗ-воздействии на диспергаторе УЗДН-1 на частоте 22 кГц составляло 10 мин, после чего происходило спонтанное упрочнение модифицированной микроструктуры в течение 10-20 мин и процесс стабилизации завершался.

Катионы железа (III) могут определять плотную упаковку молекул альбумина за счет неупорядоченной агрегации. Поэтому если электрохимические процессы протекают в МЖ интенсивно, например, при низких значениях pH или добавления восстановителя, стабилизация невозможна за счет неупорядоченной агрегации белков и выпадения коагулята. Напротив, при окислении поверхности ВДЧ магнетита возникает пассивирующая оболочка и выход ионов железа (III) в дисперсную среду практически исключается. Тем самым пропускание газообразного кислорода способствует как интенсификации процесса гетерокоагуляции частиц магнетита с молекулами белка, так и длительной устойчивости НМ в биологической среде.

Сложную зависимость величины адсорбции от pH раствора можно объяснить изменением заряда как белковой глобулы, так и НМ. При значениях pH выше 6,4 поверхность глобулы альбумина и частиц магнетита отрицательно заряжена. В этих условиях, в адсорбционный слой могут переноситься ионы железа (III), которые повышают конформационную стабильность альбумина и, следовательно, увеличивают адсорбцию. Дальнейшее увеличение pH выше 7,6 приводит к резкому снижению концентрации свободных ионов железа (III) вследствие снижения растворимости и образования гидроокисей в дисперсионной среде, и к

большим конформационным изменениям в структуре белка. Это обуславливает резкое снижение адсорбции. Во всех случаях десорбция белка практически стремится к нулю, что указывает на прочную связь глобул с поверхностью НМ. По всей видимости, связывание глобулы ЧСА происходит одновременно на нескольких активных центрах поверхности. На основании полученных данных видно, что в области рН 4,9–6,5, где заряд поверхности белковых глобул и частиц магнетита имеют противоположные знаки, находится область наиболее благоприятная для адсорбции.

Таким образом, использование моделей сред растворения позволяет получить многочисленные данные необходимые для получения МЖ биомедицинского назначения

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Ахалая М.Г., Какиашвили М.С., Вольтер Е.Р. Экспериментальное исследование и моделирование динамики магнитных жидкостей в организме/ Биокибернетика и биофизика.- Тбилиси: Мецниереба, 1989. С.8-28.
2. Amidon G.L., Lennerlas H., Shah V.P., Crison J.R. // Pharm.Res., 1995. V.12. P. 413-420.
3. Kakiashvili M.S., Volter E.R. Influence of protective shells and oxygen on the microstructure of magnetic particles in magnetic fluids. Fluidmex, 1989, v. 18. № 6. P 72-77.
4. Вольтер Е.Р. Эргодинамические магнитные жидкости. Всерос. конф. «Физико-химические и прикладные проблемы магнитных дисперсных наносистем». Сб. науч. трудов. Ставрополь: СГУ, 2007. С. 41– 46.
5. Семенов Н.В. Биохимические компоненты и константы жидких сред и тканей человека (Справочник).- М.: Медицина,1971. С.78–80.
6. Вольтер Е.Р., Миквабия З.Я. К вопросу стабилизации нанодисперсных магнитных жидкостей медицинского назначения// Реализация интеллектуального и технологического потенциала университетской и прикладной науки в построении экономики, основанной на знаниях: Материалы конференции X11 Межд. Форума «Высокие технологии XXI века» 18-21 апреля 2011. – М.: ЛКИ, 2011. С. 408–410.
7. Государственный стандарт качества лекарственных средств. Общая фармакопейная статья 42-0003-04«растворение». М., 2004.
8. Ахалая М.Г., Какиашвили М.С., Вольтер Е.Р. Способ получения магнитной жидкости. А.с. № 1403795.

## **ФРАКЦИОНИРОВАНИЕ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ, СТАБИЛИЗИРОВАННОЙ ЛИНОЛЕВОЙ КИСЛОТОЙ**

**Лебедев А.В.**

Институт механики сплошных сред,  
614013 Пермь, ул. Королева, 1. Факс: (342)2378487;  
e-mail: lav@icmm.ru

Лебедев Александр Владимирович окончил физический факультет Пермского госуниверситета в 1983 году. В 2005 году защитил диссертацию на соискание ученой степени д.ф.-м. наук Согласно данным РИНЦ имеет 53 научных публикаций, 296 цитирований, индекс Хирша – 8. 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.

В работе [1] при исследовании температурной зависимости начальной восприимчивости было обнаружено явление отвердевания магнитной жидкости при температурах, больших по сравнению с температурой замерзания жидкости носителя. Оказалось, что температура отвердевания жидкости однозначно определяется типом поверхностно-активного вещества, покрывающего частицы. Для наиболее широко распространенных магнитных жидкостей, стабилизированных олеиновой кислотой, температура отвердевания равняется  $-60^{\circ}\text{C}$ . В работе [2] был исследован ряд других сурфактантов и определены температуры отвердевания жидкостей, стабилизированных ими. Наименьшую температуру ( $-100^{\circ}\text{C}$ ) позволяет получить линолевая кислота. Однако ее использование становится практически невозможным из-за ее полимеризации в присутствии воздуха.

В предлагаемой работе описываются свойства образцов жидкости на основе линолевой кислоты, защищенных от полимеризации добавкой антиоксиданта. Исследована коагуляционная устойчивость синтезированной жидкости, выполнено разделение на фракции и измерены температурные зависимости вязкости и восприимчивости.

**Синтез коллоидного раствора.** Приготовление образцов в основном проходило по стандартной, широко известной технологии химического осаждения [3]. Смесь солей железа осаждалась избытком аммиака. Дальнейшие этапы немного отличались от стандартных. В первых, стабилизатор (в данном случае линолевая кислота) добавлялся в чистом виде, а не в смеси с керосином. При этом наблюдается переход в коллоидный раствор существенно большего количества магнетита. Правда использование данного приема требует увеличения количества

сурфактанта почти в два раза, по сравнению с обычно используемым в расчетах отношением 1/4 к массе магнетита.

Дальнейшие шаги были обычными. Частицы отстаивались, вода сливалась, добавлялась базовая жидкость (керосин), остатки воды выпаривались. Последняя операция в приготовлении жидкости – добавление антиоксиданта. Из всего довольно обширного списка был выбран три (нонилфенил) фосфит. Основными параметрами, которые были приняты во внимание при выборе указанного антиоксиданта, являются его хорошая растворимость в углеводородах и рекордно низкая температура плавления  $-19^{\circ}\text{C}$ . Количество антиоксиданта точно не нормировалось и составляло по порядку величины 0.1 %.

**Коагуляционная устойчивость коллоида.** Была исследована устойчивость синтезированной жидкости по отношению к изопропиловому спирту. Эксперименты выполнялись аналогично методике, описанной в работе [4]. Измерялась восприимчивость верхней (устойчивой) части жидкости после добавления порции спирта и отстоя в течение суток. Полученная зависимость представлена на рис. 1. Для сравнения так же представлены данные, полученные ранее для олеиновой кислоты.

Следует отметить, что магнитная жидкость, стабилизированная линолевой кислотой, значительно более устойчива к коагуляции. Полная коагуляция наступает при объемной доле спирта около 60%. (Для олеиновой кислоты – 40%). При этом коагуляция происходит более плавно. Качественно кривые устойчивости подобны и поэтому магнитная жидкость, стабилизированная линолевой кислотой, аналогично может быть разделена на фракции.

Для разделения жидкости была выбрана объемная доля спирта, равная 28%. При этой концентрации снижение восприимчивости происходит с наибольшей скоростью. Тогда, очевидно, коагулируют наиболее крупные частицы. Из синтезиро-

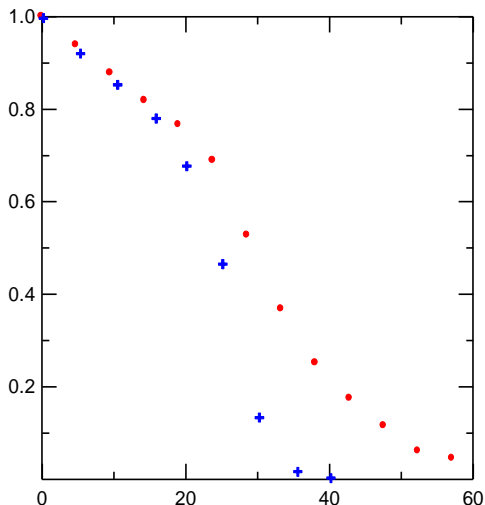


Рис. 1. Зависимость относительной восприимчивости устойчивой части магнитной жидкости от объемной доли изопропилового спирта. Точки – линолевая кислота, крестики – олеиновая



ванного образца объемом  $200 \text{ см}^3$  было выделено около  $20 \text{ см}^3$  крупно-дисперсной фракции. Был выполнен гранулометрический анализ полученных образцов. Результаты анализа представлены в табл. 1.

Таблица 1

Образец	$\chi$	M, кА/м	$\langle m \rangle$ , $10^{-19} \text{ Ам}^2$	$\langle m^2 \rangle$ , $10^{-38} \text{ А}^2 \text{ м}^4$	n, $10^{23} \text{ м}^{-3}$	$\lambda$
Исходный	1.206	15.28	2.38	13.3	0.642	1.12
Мелкий	2.432	40.13	1.69	6.20	2.38	0.644
Крупный	23.73	81.61	2.94	22.58	2.78	1.65

В таблице представлены начальная восприимчивость, намагниченность насыщения, средний магнитный момент, средний квадрат момента, объемная концентрация частиц и параметр диполь-дипольного взаимодействия. Последний рассчитывался по ланжевеновской восприимчивости и гидродинамической концентрации частиц  $\lambda = \chi_L / 8\phi$ . Предлагаемый способ не является бесспорным, но для полидисперсных жидкостей пока не существует более обоснованного метода.

Полученный крупно-дисперсный образец обладает высоким параметром дипольного взаимодействия и может быть использован для исследования взаимодействия частиц при низких температурах.

**Магнитные и реологические свойства.** Была измерена температурная зависимость восприимчивости крупно-дисперсного образца на

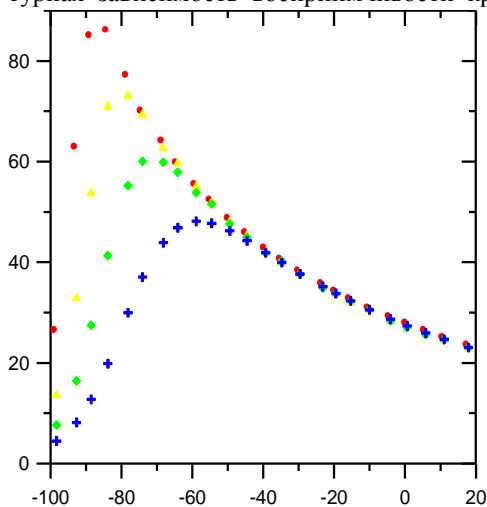


Рис. 2. Температурная зависимость восприимчивости крупно-дисперсного образца. Частота измерений 0.01, 0.1, 1, 10 Гц

базе изооктана в диапазоне температур от  $20^\circ\text{C}$  до  $-100^\circ\text{C}$ . Измерения проводились с помощью моста взаимной индукции на инфранизких частотах 0.01, 0.1, 1, и 10 Гц. Конструкция моста описана в работе [1]. Полученные результаты представлены на рис. 2.

Согласно данным на рис. 2, стабилизация магнитных частиц линолевой кислотой позволяет существенно расширить диапазон измерений восприимчивости магнитной жидкости. При этом никаких аномалий на кривой восприимчивости

не наблюдается. Имеются в виду аномалии, связанные с переходом в магнитоупорядоченное состояние.

На рис. 3 представлены результаты измерений вязкости мелкодисперсного образца. Представленные результаты так же подтверждают, что, использование линолевой кислоты позволяет расширить диапазон рабочих температур почти до температуры плавления изооктана  $-107^{\circ}\text{C}$ .

**Разделение на фракции путем магнитной сепарации.** Была выполнена серия экспериментов по разделению жидкости, стабилизированной линолевой кислотой, с помощью магнитного сепаратора. Основным элементом сепаратора была пробирка, длиной 400 мм. Сепарация производилась путем перемещения вдоль пробирки (сверху вниз) кольцевого самарий-кобальтового магнита. Время перемещения составляло 8 часов. Затем отделялась нижняя часть жидкости с крупными частицами. Были измерены температурные зависимости вязкости и восприимчивости выделенной крупнодисперсной фракции.

На рис. 4 представлены результаты измерений восприимчивости сепарированной крупнодисперсной

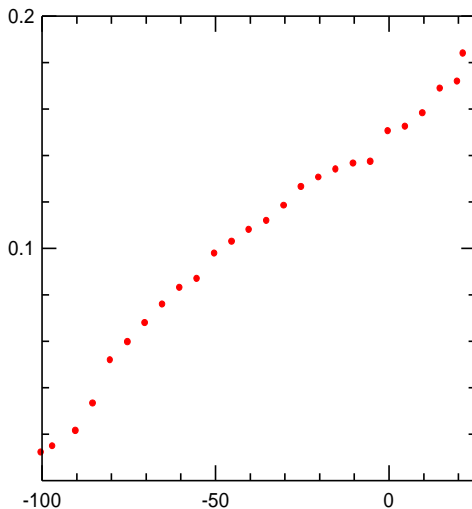


Рис. 3. Зависимость обратной относительной вязкости мелко-дисперсной фракции от температуры

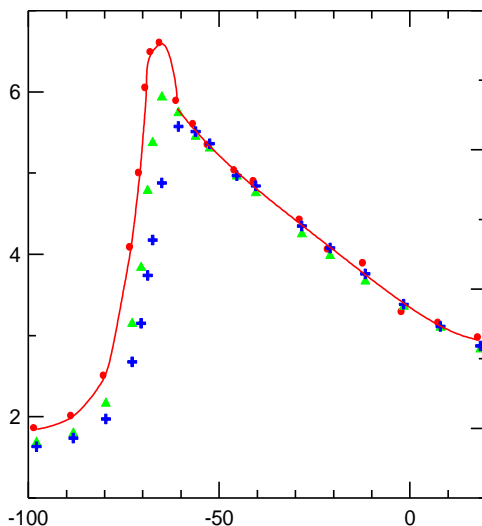


Рис. 4. Температурная зависимость восприимчивости крупно-дисперсной фракции, выделенной магнитной сепарацией.  
Частота измерений 0,1, 1, 10 Гц

фракции на базе изооктана. Частота измерений 0,1, 1 и 10 Гц. Очевидно, что в данном случае рабочий диапазон существенно уже, чем для образца полученного путем коагуляции. Нижняя граница рабочего диапазона температур составляет около  $-70^{\circ}\text{C}$ . По-видимому, при магнитной сепарации в жидкости образуется большое количество агрегатов, не растворяющихся после снятия магнитного поля. С понижением температуры эти агрегаты объединяются между собой и теряют подвижность.

Хочется обратить внимание на одну особенность на температурной зависимости восприимчивости. Перед ее резким снижением наблюдается небольшой всплеск. Очень может быть, что это связано с объединением агрегатов с замороженным магнитным моментом.

Как известно, в выражение для ланжевеновской восприимчивости входит произведение квадрата магнитного момента на концентрацию. Если теперь представить, что все частицы объединились попарно в агрегаты со сложением магнитных моментов, то очевидно, что ланжевеновская восприимчивость возрастет в два раза. Видимо нечто подобное происходит и в нашем случае. Получается, что гипотеза о существовании магнитоупорядоченного состояния (с ненулевым суммарным моментом) все же имеет под собой некие основания.

На рис. 5 представлены результаты измерения вязкости легкой фракции, выделенной путем магнитной сепарации. Представленные данные так же подтверждают преимущество разделения частиц путем

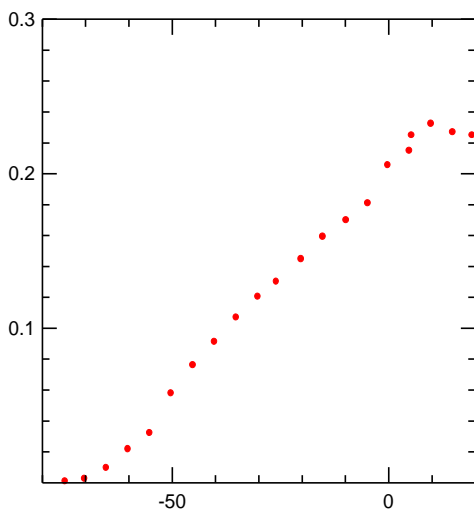


Рис. 5. Температурная зависимость обратной относительной вязкости легкой фракции, полученной магнитной сепарацией

коагуляции. По-видимому, при магнитной сепарации происходит необратимое повреждение защитных оболочек частиц и образование нерастворимых агрегатов.

**Таким образом,** синтезирована серия образцов магнитных жидкостей, стабилизированных линолевой кислотой. Полимеризация жидкости предотвращалась добавлением три (нонилфенил) фосфита.

Исследована коагуляционная устойчивость жидкости по отношению к изопропиловому спирту. Выполнено разделение на крупно и

мелко-дисперсную фракции. Измерены температурные зависимости вязкости и восприимчивости. Нижняя граница рабочих температур достигает  $-100^{\circ}\text{C}$ . Не обнаружено признаков возникновения магнитоупорядоченного состояния.

Выполнены опыты по разделению частиц путем магнитной сепарации. У выделенных фракций так же измерены температурные зависимости вязкости и восприимчивости. Рабочий диапазон температур в данном случае существенно уже. На температурной зависимости восприимчивости есть особенности, указывающие на существование агрегатов с некомпенсированным магнитным моментом. Вероятно, их образование связано с повреждением защитных оболочек частиц при магнитной сепарации.

*Финансовая поддержка работы осуществлялась в рамках проекта Отделения энергетики, машиностроения, математики и процессов управления РАН № 12-Т-1-1008 и гранта РФФИ № 10-02-96022-р\_урал\_а.*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. А. Ф. Pshenichnikov, А. V. Lebedev, J. Chem. Phys. **121**, 5455, (2004).
2. А. V. Lebedev, Magnetohydrodynamics, **44**, 361, (2008).
3. Бибик Е.Е., Лавров И.С. Авт. Свид. СССР №456666.
4. Пшеничников А.Ф., Лебедев А.В. Коллоидный журнал, **57**, 844, (1995).

## МАГНИТНЫЕ ЖИДКОСТИ, УСТОЙЧИВЫЕ К ДЕЙСТВИЮ АГРЕССИВНЫХ СРЕД

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

Ивановский государственный энергетический университет  
имени 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 60 научных публикаций, в том числе 12 статей, 3 статьи в иностранных журналах. В настоящее время является старшим 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 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).



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

Одной из важнейших областей применения магнитных жидкостей является их использование в качестве рабочего тела в магнитожидкостных уплотнениях (МЖУ). В настоящее время магнитожидкостные уплотнения широко используются в машиностроении и приборостроении, в химическом и биохимическом оборудовании, в космической и авиационной технике. Для каждого типа МЖУ индивидуально подбирается магнитная жидкость с определенным набором технических характеристик. Подбор МЖ представляет собой довольно сложную задачу,

для решения которой необходим комплексный подход, начиная от синтеза магнитной жидкости и заканчивая её ресурсными испытаниями на стендах, моделирующих условия эксплуатации конкретного магнитожидкостного уплотнения.

Данная работа посвящена изучению влияния агрессивных сред, таких как соляная кислота и щелочь, на магнитные жидкости с перспективой их использования в магнитожидкостных уплотнениях, исключающих утечку химически вредных и агрессивных веществ в окружающую среду.

Поскольку свойства магнитных жидкостей во многом определяются свойствами жидкостей-носителей, используемых при синтезе МЖ, именно подбор дисперсионной среды является первоочередной задачей. Среди всех жидкостей-носителей фторорганические жидкости обладают наиболее оптимальным набором физико-химических свойств, позволяющим использовать их при синтезе магнитных жидкостей, устойчивых к действию агрессивных сред. Во фторуглеродных соединениях углеродные цепи находятся в максимально окисленном состоянии (в отличие, например, от углеводов). Этим можно объяснить их чрезвычайно высокую стойкость к окислению, негорючесть и высокую химическую стабильность. В отличие от углеводородных цепей фторуглеродные цепи представляют собой жесткие стержни, покрытые оболочкой из атомов фтора. Прочность связи фтор – углерод, а также физические препятствия к атаке извне, создаваемые оболочкой из атомов фтора, делают фторуглеродные соединения наиболее стойкими к действию химических реагентов [1].

В ходе работы был синтезирован опытный образец магнитной жидкости на основе фторорганической жидкости МКФ 750-30. Технические характеристики магнитной жидкости МКФ 750-30 приведены в табл. 1.

Таблица 1  
Технические характеристики МЖ МКФ 750-30

Марка МЖ	Объемная доля магнетита, %	Намагниченность насыщения, кА/м	Плотность, г/см <sup>3</sup>	Пластическая вязкость, Па·с
МКФ 750-30	6,7	28	2,184	8,54

Синтезированная магнитная жидкость подвергалась 30-дневному воздействию 25% растворов соляной кислоты и щелочи NaOH. По истечении указанного времени для магнитной жидкости МКФ 750-30 вновь измерялись намагниченность насыщения, плотность и вязкость.

В табл. 2 приведены технические характеристики МЖ МКФ 750-30 после воздействия.

Таблица 2  
Технические характеристики МЖ МКФ 750-30 после воздействия

Агрессивная среда	Намагниченность насыщения, кА/м	Плотность, г/см <sup>3</sup>	Пластическая вязкость, Па·с
HCl	27	2,182	8,53
NaOH	28	2,183	8,54

Из табл. 2 видно, что в пределах погрешности изменений намагниченности насыщения, плотности и вязкости МЖ МКФ 750-30 после воздействия 25% растворами соляной кислоты и щелочи не произошло. Таким образом, никаких деструктивных изменений, связанных с процессами полимеризации и окисления жидкости-носителя, десорбции ПАВ с поверхности магнетита, окисления магнетита не наблюдается. Синтезированную магнитную жидкость МКФ 750-30 можно рекомендовать для использования в качестве рабочего тела в магнитожидкостных уплотнениях, исключающих утечку химически вредных и агрессивных веществ в окружающую среду.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Соединения фтора: Синтез и применение: Пер. с япон. / Под. ред. Н. Исикавы. – М.: Мир, 1990. – 407 с.

## ВЛИЯНИЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПОЛУЧЕНИЯ МАГНИТНОЙ ФАЗЫ ФЕРРОКОЛЛОИДОВ НА ИХ МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

<sup>1</sup>Макаров В.М., <sup>1</sup>Калаева С.З.,

<sup>2</sup>Шипилин М.А., <sup>1</sup>Захарова И.Н., <sup>3</sup>Шипилин А.М.

<sup>1</sup>Ярославский государственный технический университет,

e-mail: [kalaevasz@ystu.ru](mailto:kalaevasz@ystu.ru)

<sup>2</sup>Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова

e-mail: [ship.yar@gmail.com](mailto:ship.yar@gmail.com)

<sup>3</sup>Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова

e-mail: [amship@mail.ru](mailto:amship@mail.ru)

При разработке вариантов технологии получения магнитных жидкостей (МЖ) одним из важнейших параметров получаемого ферроколлоида является его намагниченность насыщения  $I_s$ . В рамках исследований, связанных с синтезом наномагнитных материалов, в том числе магнитных жидкостей, получаемых как конечный продукт утилизации железосодержащих промышленных отходов (ЖСО), на кафедре ОХТ Ярославского государственного технического университета синтезировались ферроколлоиды как на основе химически чистых компонентов, так и на основе железосодержащих отходов различного химического состава и дисперсности. При синтезе магнитных жидкостей на основе ЖСО оптимальным вариантом дисперсной магнитной фазы, используемой для получения экономичных и пригодных для практического использования ферроколлоидов являлся магнетит  $Fe_3O_4$ . Нанодисперсный магнетит синтезировался: 1) методом электрохимического осаждения [1] и 2) методом химической конденсации [2]. Дисперсионные среды и ПАВ подбирались, исходя из предполагаемой области применения конечного продукта. Получаемые образцы дисперсного магнетита и магнитных жидкостей на его основе исследовались методами электронной микроскопии, рентгеновской дифрактометрии, мессбауэровской спектроскопии, что позволяло контролировать фазовый состав магнитных частиц, особенности их физического состояния, средний размер частиц  $d$ . Намагниченность синтезированных материалов измерялась с помощью вибрационного магнетометра. Сравнивались характеристики образцов, полученных при различных значениях технологических параметров.



Метод синтеза магнетита [1] заключается в использовании электрохимического растворения чистого железа или отходов от раскроя листов Ст. 3 при постоянном токе в нагретой электропроводящей среде (проводился электролиз в растворе NaCl при температуре  $T_0$ , обеспечивающей проведение реакции синтеза, при одновременном окислении образующихся промежуточных гидроксидов кислородом подаваемого воздуха). Среди образцов, полученных этим методом, наибольшая намагниченность насыщения  $I_s = 282$  кА/м зарегистрирована для магнетита, синтезированного при  $T_0 = 80^{\circ}\text{C}$  ( $d = 24$  нм),  $I_s$  других образцов составила 247 кА/м ( $T_0 = 60^{\circ}\text{C}$ ,  $d = 21$  нм) и 265 кА/м ( $T_0 = 90^{\circ}\text{C}$ ,  $d = 24$  нм). Эти материалы использованы в качестве магнитной фазы при получении ферроколлоидов, данные по некоторым из них приведены в табл. 1. Заметим, что магнетит, полученный электрохимическим путем из отходов Ст. 3, имеет больший размер частиц  $d$ , он обладает более высокой намагниченностью и более дешев по сравнению с дисперсным магнетитом, полученным на основе промышленных отходов методом химической конденсации.

Таблица 1

Характеристики магнитных жидкостей с магнетитом, полученным электрохимическим способом из ЖСО

№ образца	Жидкость-носитель	Плотность, кг/м <sup>3</sup>	Объемная доля магнетита, %	Намагниченность насыщения, кА/м
МЖ-1	керосин	987	6,13	11,2
МЖ-2	вода	1145	4,83	12,5
МЖ-3	индустриальное масло	1200	8,30	14,5

Синтез магнетита методом химической конденсации [2] с использованием отхода, содержащего  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ , и отхода, содержащего  $\text{FeSO}_4$ , с последующим получением ферроколлоида производился по схеме на рис. 1. Для получения высокодисперсного осадка проводилось интенсивное перемешивание растворов солей и добавляемого к смеси солей аммиака. На рис. 2 дана зависимость  $I_s$  синтезированной МЖ от скорости перемешивания на этапе добавления раствора аммиака к смеси солей, которая отражает, по-видимому, влияние этого параметра на размер получаемых частиц магнитной фазы. Заметной зависимости  $I_s$  от скорости перемешивания солей на предыдущем этапе нами не обнаружено.

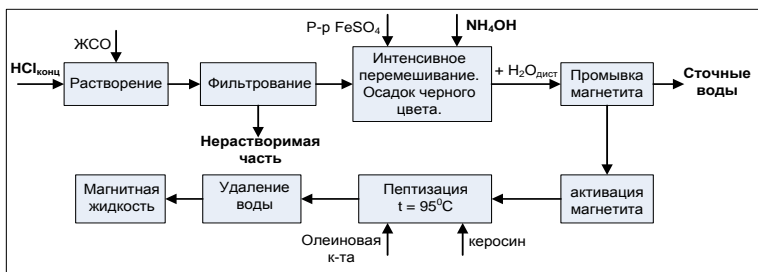


Рис. 1. Блок-схема получения магнитной жидкости на основе керосина с магнитной фазой, полученной химической конденсацией

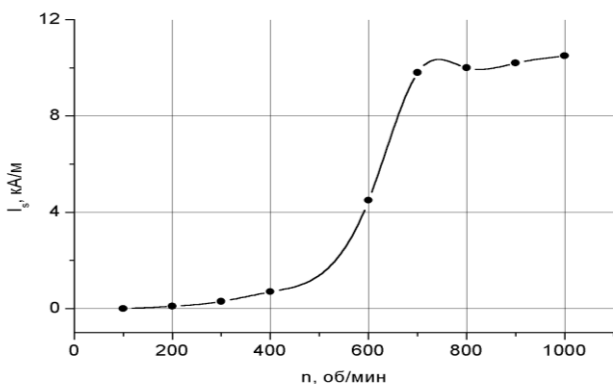


Рис. 2. Зависимость намагниченности насыщения  $I_s$  магнитной жидкости от скорости перемешивания  $n$  при добавлении раствора аммиака к смеси солей Fe(III) и Fe(II)

Естественно, что при синтезе магнетита и ферроколлоидов на его основе методом химической конденсации существенное влияние на их намагниченность оказывал химический состав и состояние исходного сырья. Так, данные мессбауэровского исследования позволяют предположить, что в ряде случаев дисперсная магнитная фаза, полученная на основе ЖСО, соответствует магнетиту, в котором часть ионов Fe замещены на немагнитные ионы, присутствовавшие в исходном сырье, что приводит к снижению  $I_s$ . Существенное снижение намагниченности имеет место в образце магнетита, имеющем, согласно мессбауэровским данным,  $d \sim 4$  нм [3]. Характеристики некоторых образцов магнетита, синтезированного методом [2], приведены в табл. 2. В табл. 3 представлены характеристики некоторых МЖ, полученных этим методом.

Таблица 2

Средний размер  $d$  и намагниченность насыщения  $I_s$  магнетита, полученного методом химической конденсации

№ образца	$d$ , нм	Метод приготовления	$I_s$ , кА/м
1	4	Химическая конденсация (отход «Северсталь»)	197
2	7	Химическая конденсация (отход «Северсталь»)	237
3	14	Химическая конденсация (отход Оленегорского ГОК)	229

Таблица 3

Магнитные жидкости, синтезированные на основе магнетита, представленного в табл. 2.

Дисперсная фаза (табл. 2)	Дисперсионная среда	ПАВ	$\varphi$ , %	$I_s$ , кА/м
№ 1	Моторное масло	Олеиновая кислота	11,7	15,5
№ 1	вода	Олеат натрия	10,2	19
№ 2	вода	Олеиновая кислота	4,3	12,5
№ 2	керосин	Олеиновая кислота	8,5	32
№ 3	керосин	Олеиновая кислота	1,9	13,2
№ 3	Индустриальное масло	Олеиновая кислота	1,7	13,5

В результате проведенных исследований установлено, что за счет обработки дисперсной магнитной фазы в переменном магнитном поле – т.н. «магнитной активации» – можно повысить ее намагниченность насыщения и, как следствие, увеличить  $I_s$  синтезируемых ферроколлоидов. Зависимость этой величины от времени активации магнетита при различных значениях амплитуды переменного магнитного поля и различной частоте дана на рис. 3. На основании данных электронной микроскопии установлено, что активация влияет на размер и количество частиц магнетита (см. рис. 4).

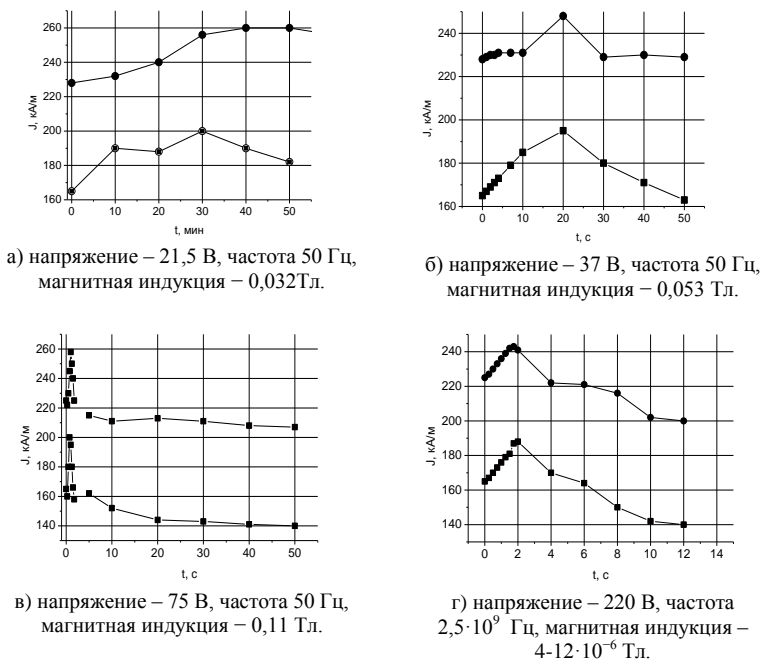


Рис. 3. Зависимости намагниченности насыщения магнитной фазы, полученной электрохимическим способом с использованием отходов Ст3 (●), и магнитной фазы, полученной химической конденсацией с использованием отходов металлургического производства (○), от времени активации в различном режиме

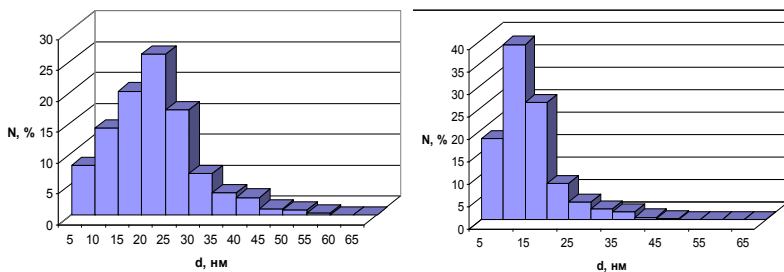


Рис. 4. Распределение частиц магнетита по размерам до активации (слева) и после активации (справа)

Имеет место влияние особенностей технологии на магнитные свойства МЖ и на последних этапах их синтеза. Так, увеличение време-

ни активации магнетита в присутствии олеиновой кислоты с 30 с до 1 минуты приводит к увеличению  $J_s$  получаемой МЖ на 30 %. Магнитненность насыщения ферроколлоидов существенно зависит от последовательности и температуры введения жидкости носителя и стабилизирующего ПАВ.

Нами наблюдалось незначительное влияние состава дисперсионной среды и ПАВ на  $J_s$  магнитных жидкостей. Так, например, судя по табл. 4, где представлены МЖ медицинского назначения [4],  $J_s$  ферроколлоидов на основе воды выше, чем для аналогичных МЖ на основе декстрана.

Таблица 4

Стабилизатор (ПАВ)	Жидкость-носитель	%	$I$ , кА/м
вит В6	Вода	1.10	4.0
вит В6	декстран	1.38	3.9
Аскорбиновая к-та	Вода	1.70	6.05
Аскорбиновая к-та	Декстран	1.82	4.85
Глюкоза	Вода	2.35	7.3
Глюкоза	Декстран	2.41	6.73
Фруктоза	Вода	1.6	5.27
Фруктоза	Декстран	1.84	4.83

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Патент № 2363964 РФ. – Способ получения магнитной жидкости /С.З. Калаева, В.М. Макаров, А.М. Шипилин, И.Н. Захарова, А.Г. Ерехинская, М.А. Шипилин. – Опубл. 27.07.2009. Бюл. № 21.
2. Патент № 2182382 РФ. – Способ получения магнитной жидкости / С.З. Калаева, В.М. Макаров, А.М. Шипилин, А.П. Юсова, Г.М. Мельников. – Опубл. 10.05.2002. Бюл. № 13.
3. Захарова, И.Н., В.М. Макаров, С.З. Калаева, М.А. Шипилин, А.М. Шипилин. Мессбауэровская спектроскопия высокодисперсного магнетита, синтезированного из отходов производства // Сборник научных трудов III Всероссийской научной конференции «Физико-химические и прикладные проблемы магнитных дисперсных наносистем». Ставрополь. 2011. С. 43-47.
4. Ершова А.Н., Калаева С.З., Макаров В.М. и др. Получение магнитных жидкостей для медицинских технологий // Сборник научных трудов 14-ой Международной Плесской конференции по нанодисперсным магнитным жидкостям. Плес. 2010. С. 270-273.

## ДИСПЕРСНЫЕ СИСТЕМЫ ВИБРОМОЛОТЫХ ОКИСЛЕННЫХ ГРАФИТОВ

**Горшенев В.Н., Мельников В.П., Матюшин Д.Д., Телешев А.Т.**

Институт биохимической физики им. Н.М. Эмануэля РАН

119334, Москва, ул. Косыгина, 4,

e-mail: gor@sky.chph.ras.ru

Московский педагогический государственный университет,  
химический факультет

119021, Москва, Несвижский пер., 3,

e-mail: teleshevat@rambler.ru

Дисперсные системы на основе графитов находят различное применение, например, для формирования электропроводящих покрытий на поверхности диэлектрических материалов [1,2]. Для создания таких систем могут применяться несколько подходов, основными из которых являются введение поверхностно-активных добавок и химическая модификация поверхности с образованием лиозолей графитов. Синтез лиозолей графитов предполагает тонкое измельчение исходных графитов с последующим формированием на поверхности частиц дисперсной фазы функциональных групп, препятствующих образованию коагуляционных структур.

Нами предпринято исследование условий формирования дисперсных систем из графита Тайгинского месторождения при различных временах помола и модифицированных в условиях сильного окисления. Обогащенный природный графит с высокой степенью кристалличности измельчали с помощью вибромельницы до удельной поверхности 200–600 м<sup>2</sup>/г в течение 3, 6 и 12 ч (образцы ТО-3, ТО-6, ТО-12 соответственно). Оседание взвешенных частиц вибромолотых графитов в присутствии ПАВ - этилсульфата натрия не происходит в течение 10–15 ч. Измерение гидродинамических размеров частиц проводили в водном растворе этилсульфата натрия с помощью метода динамического светорассеяния. Из полученных результатов следует, что размеры частиц в дисперсиях вибромолотых графитов достаточно велики, средний гидродинамический диаметр большинства частиц мало зависит от времени помола и находится в интервале 2200–2100 нм.

С целью увеличения дисперсности и получения устойчивых гидрозолей вибромолотые графиты были подвергнуты окислению. Окисление вибромолотого графита производилось по модифицированному методу Хаммерса. В процессе образуется пастообразное вещество коричневого цвета, которое подвергается обработке дистиллированной водой до

нейтральной реакции промывной жидкости. Данные динамического светорассеяния свидетельствуют, что промывные растворы представляют собой дисперсные системы стабильные в течение многих недель (рис. 1).

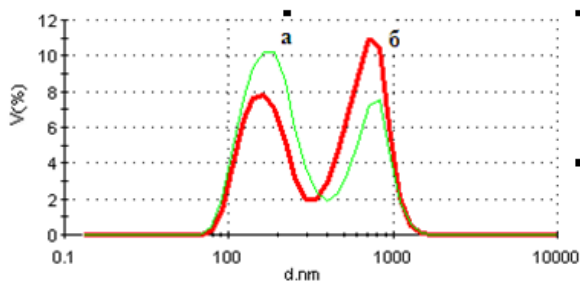


Рис. 1. Распределение частиц по радиусам для образцов, полученных промыванием водой продуктов окисления графитов ТО-12 (а) и ТО-3 (б)

Дисперсии окисленных графитов они были подвергнуты центрифугированию в течение 2 ч ( $8000 \text{ мин}^{-1}$ ). В отличие от образцов, не подвергнутых окислительной деструкции, дисперсии окисленных графитов сохраняли свою устойчивость. Неокисленные графиты, в водной среде находятся в виде крупнодисперсных агрегатов, основной размер которых мало зависит от времени помола. Для тонкодисперсной фракции окисленного графита такая временная зависимость имеет место. На рис. 2 приведены графики, отражающие зависимость количества дисперсных частиц от их диаметра, полученные для образцов окисленных вибромолотых графитов ТО-3, ТО-6, ТО-12. Согласно этим данным минимальный размер частиц наблюдается в дисперсной системе окисленного графита ТО-12 (30-300 нм с максимумом в области 70 нм, рис. 2,а), Далее в порядке увеличения размера частиц следуют окисленные системы, полученные из вибромолотых графитов ТО-6 и ТО-3 (рис. 2б, в).

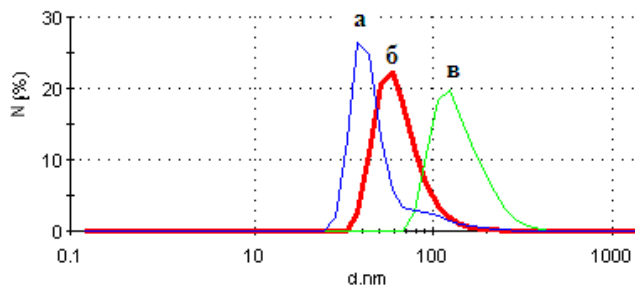


Рис. 2. Распределение количества частиц по радиусам для дисперсий окисленных графитов ТО-12 (а) ТО-6 (б), ТО-3 (в) после центрифугирования

Следует отметить, что распределение частиц по размерам для образцов некоторых промышленных дисперсий окисленных графитов лежат в весьма широких пределах от 50 до 1100 нм (рис. 3).

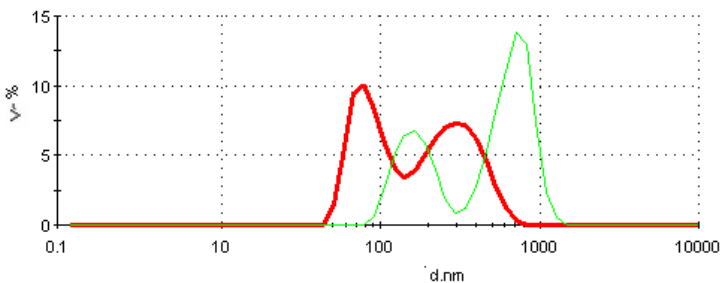


Рис. 3. Распределение доли объема частиц по радиусам для некоторых промышленных образцов дисперсных систем графита

При окислении вибромолотых графитов на поверхности частиц дисперсной фазы происходят формированием функциональных групп, препятствующих образованию коагуляционных структур. На это указывают данные ИК-спектроскопии. На рис. 4 приведены спектры отражения исходного вибромолотого графита ТО-12 и образца графита ТО-12, подвергнутого окислению. В спектре окисленного графита выделяются характеристические полосы поглощения карбонильной группы в области  $1733\text{ см}^{-1}$  и полоса  $1049\text{ см}^{-1}$ , отнесенная нами валентным колебаниям связи S=O.

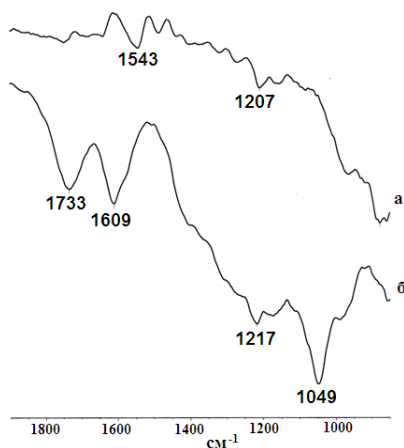


Рис. 4. ИК-спектры отражения исходного вибромолотого графита (а) и твердого образца графита ТО-12, подвергнутого окислению (б)



На электронной микрофотографии (рис. 5) частицы окисленного графита отчетливо наблюдаются прозрачные графеновые лепестки.

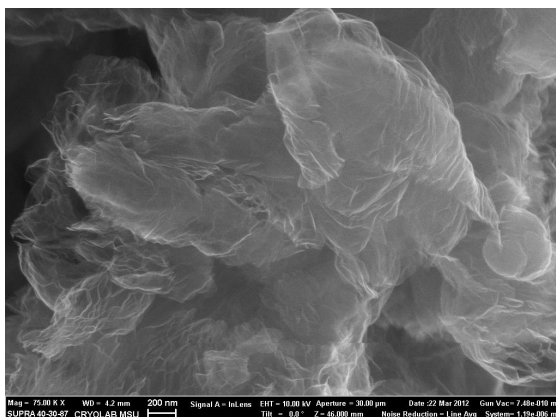


Рис. 5. Электронная микрофотография частицы окисленного графита

Совмещение процесса окисления графитовых частиц с диффузионно-химическим модифицированием солями металлов позволило получить новые металлграфитовые суспензии. На рис. 6 приведена электронная микрофотография окисленного графита с включениями кластеров металла.

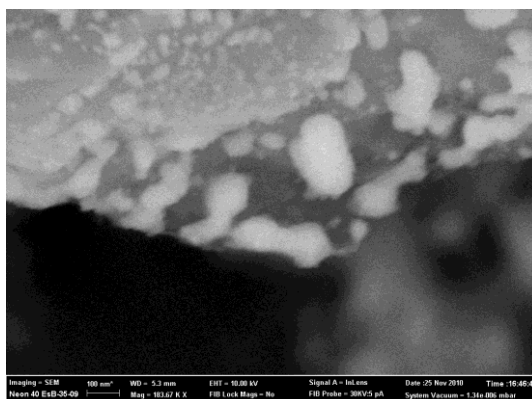


Рис. 6. Электронная микрофотография частицы окисленного графита с включением кластеров металла

Таким образом, нами в результате проведения окисления вибро-молотого графита по модифицированному методу Хаммерса получена тонкодисперсная систем графита, отличающаяся увеличенной удельная поверхностью и способная к эффективной организации металлических кластеров.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Фиалков А.С. Углеродные межслоевые соединения и композиты на их основе. М.: Аспект-Пресс, 1997. 717 2.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.

## ОСАЖДЕНИЕ ПАРАМАГНИТНЫХ СУСПЕНЗИЙ И ЖЕЛЕЗОБАКТЕРИЙ В НЕОДНОРОДНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ КАК МОДЕЛИ ФОРМИРОВАНИЯ ЖЕЛЕЗОМАНГАНЦЕВЫХ КОНКРЕЦИЙ В МОРЯХ И ОКЕАНАХ

Гак Е.З.<sup>1</sup>, Гак М.З.<sup>1</sup>, Резункова О.П.<sup>2</sup>

ГНУ Агрофизический НИИ РАСХН<sup>1</sup>,

195220, Санкт-Петербург, Гражданский пр. 14, e-mail: technarium@mail.ru

НОО ВПО Смольный институт РАО<sup>2</sup>,

195197, Санкт-Петербург, пр-т Полостровский, д.59, e-mail: ararog@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.



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 магнитно-реологических 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».



Резункова Ольга Петровна окончила в 1981 г. Ленинградский государственный университет им. А.А.Жданова физический факультет по специальности физика. В 1993 г. защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата биологических наук на тему «Комплексное биофизическое исследование состояния популяции лимфоцитов тимуса животных после облучения в разных дозах». В 1999 г. присвоено научное звание «старший научный сотрудник», в 2003 г. присуждена ученая степень доктора науки и техники США в области «информационная физика», с 2003 г. является член-корреспондентом Российской Академии Естественных Наук и с 2011 г. – член-корреспондентом Российской Академии инфор-

матизации образования. Более 30 лет занимается научно-исследовательской работой. В отечественной и в зарубежной литературе опубликовано более 230 научных работ, из них более 70 статей в российских и зарубежных изданиях, 1 патент, 2 пособия для врачей, 3 метод. рекомендации для ветеринарных врачей, 7 учебных пособий для студентов ВУЗов, 3 монографии. В настоящее время – начальник отдела организации НИР в Смольном институте РАО.

Рассмотрены проблемы распределения железо-марганцевых конкреций (ЖМК) на дне океана и возможность участия в механизме их формирования бактерий (железобактерий, марганцевых и других видов бактерий). Отмечено, что основными элементами, входящими в состав конкреций, являются парамагнитные ионы металлов, входящие в ионной форме или в виде гидроокислов в состав бактерий. Реализована модель геомагнитной полосовой аномалии на дне океана с отрицательно и положительно намагниченными блоками. Показано, что в области стыка разнополярно намагниченных блоков, где происходит смена знака вертикальных составляющих напряженности геомагнитного поля  $\vec{Z}_a$ , возникает горизонтальная составляющая  $\vec{H}_a$  с максимумом в области изодинамы, где  $\vec{Z}_a \cong 0$ . Это явление обуславливает возникновение встречно направленных горизонтальных пондеромоторных сил магнитогидродинамической природы действующих на парамагнитные частицы. На примере кинетики осаждения железобактерий и парамагнитных частиц показано, что в магнитных высокоградиентных полях возникают структуры осадков конусообразной формы. Получена корреляция пространственного распределения в области  $\vec{Z}_a \cong 0$  марганца, железа, меди и никеля, отношения Mn/Fe, входящих в состав ЖМК, по данным работы [1] с материалами по пространственному распределению железобактерий и осадков парамагнитных частиц. В подтверждение биогенной природы возникновения ЖМК проведено сопоставление характерных свойств железобактерий и ЖМК.

## I. ВВЕДЕНИЕ

Влияние глобального геомагнитного поля на биологические объекты неоднократно рассматривалось [2]. В то же время воздействие на них геомагнитных полей более низкой иерархии, а именно обусловленных магнитными аномалиями на суше и на дне морей и океанов, других природных водоемов изучено значительно меньше. Работа посвящена рассмотрению влияния геомагнитных аномалий мирового океана на характер пространственного формирования железомарганцевых конкреций (ЖМК) с учетом представлений о возможном участии в их образовании железобактерий [3].

Вопросы жизнедеятельности железобактерий и их физико-

химические свойства обсуждаются в [3, 4]. В основе данного раздела лежат представленные в [1] материалы о значительном увеличении концентрации ЖМК в области нулевой изодинамы геомагнитного поля аномалии, где  $\vec{Z}_a \cong 0$ ,  $\vec{Z}_a$  – вертикальная составляющая геомагнитного поля (аномалии) на дне океана, а также представления о роли бактерий в формировании ЖМК [5]. Отметим, что вопрос о биогенном происхождении ЖМК до сих пор остается спорным. Вместе с тем, не уделялось внимания тому факту, что в значительных количествах в ЖМК входят окислы или гидроокислы парамагнитных веществ. Их ионы в растворах характеризуются значительными магнитными моментами ( $p_{эфф}$ ). К ним относятся железо, марганец, никель, кобальт, медь и др., составляющие до 30–40 вес. % в ЖМК [1]. Эти же элементы входят в состав железо- и марганцевых бактерий, причем в процессе их жизнедеятельности образуются нерастворимые гидроокислы в необычайно больших количествах. В основном ионы этих веществ относятся к сильным парамагнетикам (группа железа). Подобные металлы в ионной или другой форме входят в состав ферментов или других важнейших биологических молекул. Однако их концентрация мала и не оказывает существенного влияния на магнитные свойства биологических объектов. В случае же железобактерий или других бактерий, в которых в процессе дыхательного цикла накапливаются большие количества гидроокислов, изменение магнитных свойств может быть значительным.

На рис. 1 приведена фотография железомарганцевой конкреции со дна Тихого океана (глубина 4 км). Эту конкрецию подарил нам профессор И.Н. Горяинов, один из ведущих исследователей свойств железомарганцевых конкреций [1, 5].

Распределение горизонтальной составляющей геомагнитного поля полосовых магнитных аномалий позволяет ожидать в области изодинамы, где  $\vec{Z}_a \rightarrow 0$ , возникновения встречных пондеромоторных сил, действующих в природных слоях на парамагнитные частицы в воде независимо от их природы.

Задача работы – сопоставление полученных нами ранее экспериментальных результатов [6] по влиянию высокоградиентных постоянных магнитных полей на структуру осадков интактных железобактерий и парамагнитных частиц, осаждающихся в воде и

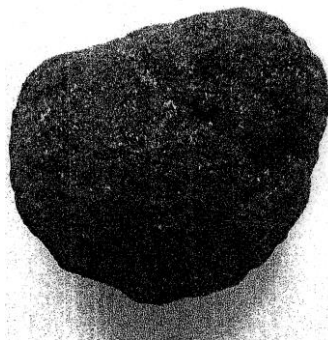


Рис. 1. Фотография железомарганцевой конкреции со дна Тихого Океана (глубина 4 км). Ориентировочные размеры  $5,5 \times 4,5 \times 4$  (см<sup>3</sup>)

водных растворах, с глобальным природным явлением осаждения ЖМК в океанах в течение миллионов лет [1].

Данная работа служит продолжением развиваемых представлений о ведущей роли горизонтальных составляющих геофизических полей в формировании рельефа планеты, ее ландшафтов, особенностей их влияния на атмосферу, литосферу и биосферу, так как в отличие от нормальных составляющих, в частности гравитационного и магнитного полей, отсутствуют эффекты компенсации действующих сил геофизической природы [7].

## II. МЕТОДИКА

### Физическая модель геомагнитной полосовой аномалии в придонных слоях Тихого океана

Магниторазведка показала, что океаническая кора характеризуется системой полосовых геомагнитных аномалий, соответствующих полосам океанической коры, намагниченным попеременно то в прямом, то в обратном направлениях [8]. Распределение ЖМК изучалось для участка дна Восточной части Центральной котловины Тихого океана. Именно здесь отмечалось типичное чередование линейных магнитных полей значительной протяженности и ширины с выходом "положительных" и "отрицательных" магнитных полей вблизи дна, что обусловлено близким расположением скальных пород значительной намагниченности.

На рис. 2 приведена схематическая модель распределения нормальных составляющих геомагнитного поля для одиночной полосовой геомагнитной аномалии  $\vec{Z}_a$ . Согласно [9], вертикальные составляющие  $\pm \vec{Z}_a$  могут составлять  $10^3$ – $10^5$  нТл. Обозначим общую ширину магнитной аномалии как «2b», она составляет от 10 м до  $10^2$  км. Протяженность аномалии, обозначим ее «a», может быть того же порядка, что ширина, или значительно больше,  $a > 2b$ . Измерение геомагнитных полей дна обычно ведется с поверхности океана, поэтому особый интерес для данной задачи представляет определение значений  $\vec{Z}_a$  и  $\vec{H}_a$  непосредственно над дном океана. Для получения качественного характера распределения составляющих  $\vec{Z}_a$  и  $\vec{H}_a$  и дальнейшего изучения структуры осадков была использована физическая модель отдельной полосовой магнитной аномалии, для чего была применена открытая магнитная система, образованная двумя плоскими состыкованными узкой стороной магнитами из феррита бария максимально доступных нам размеров ( $a = 120$  мм,  $b = 80$  мм,  $h = 15$  мм, при  $a/b = 1,5$ ), намагниченных в направлении перпендикулярном плоскости магнитов. Были выполнены измерения  $B_z = f(x)$  вдоль оси  $ox$  и  $B_x = f(x)$  в центральной части магнитной системы.

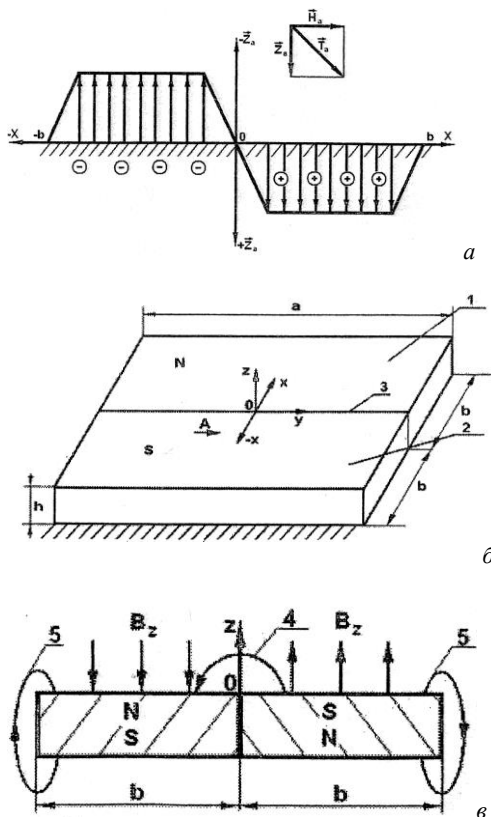


Рис. 2. Схема распределения магнитных полей над отдельной полосовой аномалией и ее физическая модель

а) распределение вертикальной составляющей  $\pm Z_a$  геомагнитного поля полосовой магнитной аномалии на дне океана, состоящей из двух положительно и отрицательно намагниченных блоков.  $Z_a$  – вертикальная,  $H_a$  – горизонтальная составляющие полного вектора геомагнитной аномалии  $T_a$ .  $2b$  – полная ширина аномалии

б) Физическая модель полосовой магнитной аномалии, содержащая открытую магнитную систему из двух плоских постоянных магнитов из феррита бария намагниченных перпендикулярно большей плоскости

в) вид на магнитную систему по стрелке  $A$ , разрез по оси  $OX$ .

$y = a/2$ ,  $a = 120$  мм,  $b = 80$  мм,  $h = 15$  мм,  $O$  – центр координат  $XYZ$ .  $N$  и  $S$  – магнитные полюса,  $1$  и  $2$  – разнополярно намагниченные магниты,  $3$  – линия стыка магнитов  $1$  и  $2$ , переходная область их полярности,  $4$  – линии магнитного поля на стыке магнитов,  $5$  – зона краевых эффектов магнитного поля,  $B_z$  и  $-B_z$  – вертикальные значения магнитной индукции в зоне однородного намагничивания

На рис. 3 а,б,в приведены значения индукции магнитного поля снятые через 5 мм. Из полученных экспериментальных зависимостей видно, что для реальных магнитных систем, обычно используемых в практике, имеет место значительная вариация всех параметров вдоль оси  $OX$ , что определяется в основном неравномерностью структуры магнитного материала и шлифовки.

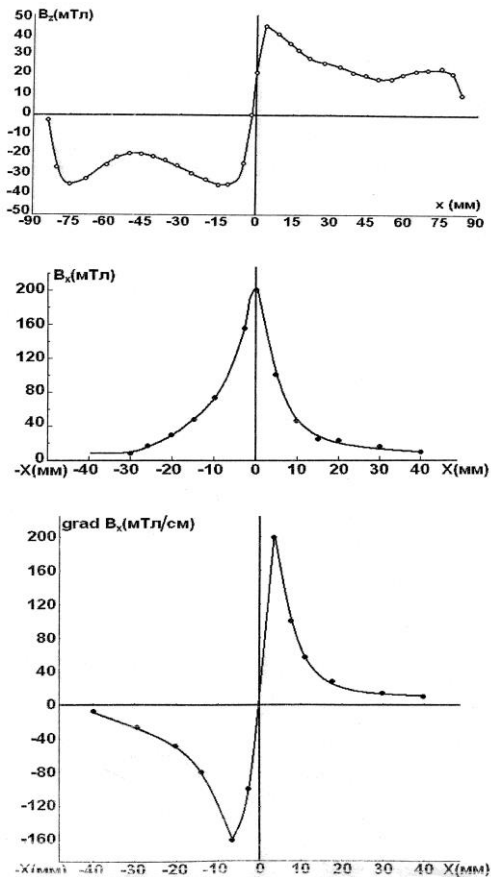


Рис. 3. Экспериментальные зависимости распределения нормальных  $B_z$ (а) и горизонтальных  $B_x$  (б) значений составляющих магнитной индукции  $\vec{B}$  и  $\text{grad } B_x$  (в) над системой из двух разнополярных плоских магнитов.

Зависимости (а) и (б) получены с помощью датчика Холла, нанесенного на подложку шириной 4 мм, толщиной 1,5 мм от миллитесламетра Ф-4355.

а)  $B_z = f(x)$ . Датчик Холла расположен перпендикулярно  $B_z$  на расстоянии 3,5 мм от поверхности магнитов.

б)  $B_x = f(x)$ . Датчик Холла расположен перпендикулярно  $B_z$  на расстоянии 2 мм от поверхности магнитов.

в)  $\text{grad } B = f(x)$ . Расчет по  $B_x = f(x)$

Отметим, что для физической модели использовались магниты, соединенные практически "впритык", т.е. расстояние между магнитами было минимально. Вместе с тем, представляет интерес и магнитная система со "щелью", т.е. разделенная диамагнитным промежутком, что так же имеет место в природных условиях. Для целей моделирования процесса осаждения парамагнитных частиц было желательно получить значительно большие значения  $B_x$ , чем 0,2 Тл и, соответственно,  $\text{grad } B_x$ . Была использована замкнутая стандартная магнитная система динамика, где между полюсами находилась узкая кольцевая щель шириной  $d = 1$  мм, высотой 3 мм и диаметром 20 мм. Отметим, что характер изменения магнитного поля над кольцевой щелью и над поверхностью стыка двух плоских магнитов идентичны. Использовалась и рогообраз-



ная система. В центре ее  $B_z = 0,4$  Тл, ширина затора 40 мм.

Внутри щели  $B_{ок} = 1$  Тл, тогда как над поверхностью щели, на расстоянии толщины дна кюветы  $d_0$ , – порядка 0,8 Тл, что обуславливает и высокие значения  $\text{grad } B_x$ . Вариация значения  $B_x$  осуществлялась введением диамагнитных прокладок толщиной  $d_1, d_2, d_3$  и т.д. между дном кюветы и поверхностью магнитной системы. Это позволило отказаться от применения электромагнитов, что вызвало бы дополнительные артефакты из-за индукционных эффектов в электролитах.

### III. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

#### Осаждение железобактерий и парамагнитных частиц в высокоградиентных магнитных полях

В статическом режиме или при движении суспензий парамагнитных частиц и взвеси железобактерий в процессе их осаждения под действием силы тяжести даже значительные однородные магнитные поля (порядка 1 Тл) не оказывают влияния на структуру осадков из-за малой величины действующих сил. Однако в неоднородных магнитных полях высоких градиентов структура осадков меняется. Для получения высокоградиентных магнитных полей до  $(10^3-10^5)$  мТл/м использовали области краевых эффектов постоянных магнитных полей. Аналогичные значения высокоградиентных магнитных полей для случая открытых магнитных систем создаются вблизи поверхности стыка двух разнополярных магнитов (рис. 2) и над узкими щелями замкнутых магнитных систем. Столь высокие градиенты магнитных полей оказались достаточными для изменения структуры осадков железобактерий и парамагнитных частиц под действием горизонтальных встречных поперечных сил  $\pm \vec{F}_{МГД,r}$  и для изучения их воздействия на различные интактные биологические объекты.

Парамагнитные частицы осаждаются под действием сил тяжести  $\vec{F}_m$  (1) и двух встречных сил, обусловленных магнитными свойствами вещества частиц, величиной горизонтальной составляющей магнитного поля и его градиента (2).

$$\vec{F}_m = m_q \vec{g}_{0,z} \quad (1),$$

$$\vec{F}_{МГД,q} = \pm \chi_q w_q \vec{H}_x \text{grad} H_x \quad (2)$$

где  $m_q$  – масса частицы;  $w_q$  – ее объем;  $\chi_q$  – магнитная восприимчивость;  $\vec{H}_x$  – горизонтальная составляющая напряженности магнитного поля;  $\text{grad } H_x$  – градиент;  $\vec{g}_{0,z}$  – ускорение силы тяжести.

Так как  $\vec{g}_{0,z} \perp \vec{H}_z$ , то вертикальная составляющая  $\vec{H}_z$  и ее гра-

диент не влияют на структуру осадка. Эффект рассматривался в статике. Данная методика позволила изучать кинетику осаждения железобактерий, парамагнитных частиц и однодоменных ферромагнитных частиц, стабилизированных от прочного слипания целлюлозой [10]. Во всех случаях жидкости помещались в плоскую кювету, расположенную над магнитными системами. В качестве биообъектов использовалась взвесь железобактерий из застойного водоема Ленинградской области. Вязкости используемой взвеси подбирались близкими к вязкости воды, что обуславливало их низкие концентрации. Слой жидкости в кювете не превышал 5–10 мм. В качестве парамагнитных частиц применялись: водные суспензии 10% обезвоженной плохо растворимой соли  $\text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3$ ; 10% свежеприготовленные гидроокиси  $\text{Fe}(\text{OH})_2$ ,  $\text{Fe}(\text{OH})_3$  и  $\text{Cu}(\text{OH})_2$ , полученные обычным химическим способом с выпадением осадка. В качестве модели ферромагнитных микрочастиц космической пыли использовалась магнитная суспензия в ацетоне [10].

Отметим, что на Земле космическая пыль исследуется с 40-х годов XX века, в осадочных отложениях, преимущественно морских. В океанических осадках пыль представлена микроскопическими зернами никеля, железа и группы платины. Отмечается, что она присутствует в осадочных геологических отложениях любых возрастов, значит поток космического вещества на Земле никогда не прерывался.

После окончательного формирования осадка жидкость становится практически прозрачной, что позволяло проводить фотографирование осадка непосредственно в магнитном поле или после удаления кюветы из магнитной системы. Это оказалось возможным из-за плотной структуры осадка, неизменной и после переноса кюветы на поверхность для фотографирования. Раствор с осадком  $\text{Cu}(\text{OH})_2$ ,  $\text{Fe}(\text{OH})_2$ ,  $\text{Fe}(\text{OH})_3$  помещался в морозильную камеру. После разрезания стеклянным ножом измерялась ширина « $\delta$ » и высота « $h$ ». Особенно эффектно выглядели темно-голубые осадки гидроокисей  $\text{Cu}(\text{OH})_2$  и буро-красноватые  $\text{Fe}(\text{OH})_3$ . Поток суспензии через область высоких значений магнитного поля осуществлялся в замкнутой кювете. В этом случае высота конусообразных осадков  $h$  была значительно ниже, чем в статике. Качественная структура осадка для двух значений индукции магнитного поля приведена на рис. 4.

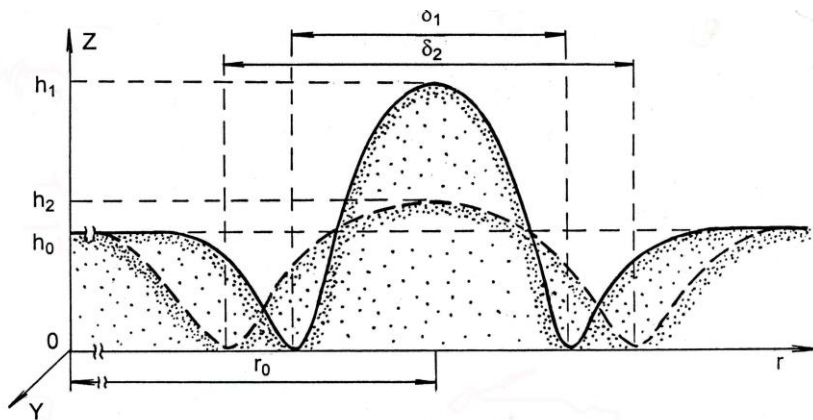


Рис. 4. Схематическое изображение распределения осадка парамагнитных частиц в области краевых эффектов при различной толщине дна.  $d_2 > d_1$ ,  $d$  – толщина дна кюветы

Структура осадка аналогична для железобактерий и парамагнитных частиц суспензии для двух типов магнитных систем – кольцеобразной и рогообразной. На рис. 5 приведены зависимости высоты « $h$ » и ширины « $\delta$ » осадков различного состава от толщины прокладок « $d$ ». Отметим, что высоты конусообразных осадков максимальны при отсутствии прокладок. Величины « $h$ » максимальны для частиц суспензии  $\text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3$  и минимальны для  $\text{Cu}(\text{OH})_2$ . Значения ширины осадков « $\delta$ » имели обратные значения. В случае железобактерий значения « $h$ » и « $\delta$ » аналогичны параметрам осадков  $\text{Fe}(\text{OH})_2$ .

Отметим, что магнитная восприимчивость  $\chi_{\text{Fe}+3} \gg \chi_{\text{Cu}+2}$ . Из полученных результатов следует, что высоты осадков « $h$ » изменяются только в областях, где  $\text{grad } B_x \neq 0$ . В области однородного магнитного поля или при его отсутствии изменения структуры осадков нет.

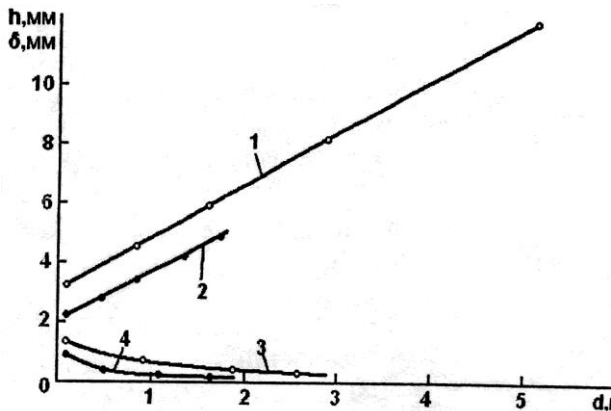


Рис. 5. Экспериментально полученные зависимости параметров осадка  $\delta = f(d)$ ,  $h = f(d)$  от толщины диамагнитной прокладки «д»: 1 –  $\delta(d)$ . 3.  $h(d)$  – осадок, выпавший из раствора 10%  $\text{Fe}_2(\text{SO}_4)_3$  в воде; 2 –  $\delta(d)$ . 4.  $h(d)$  – осадок 10%  $\text{Cu}(\text{OH})_2$ .

Что же касается опытов с железобактериями, отметим, что при помещении суспензии на магнитную систему в область высокоградиентных магнитных полей формируются фигуры аналогичные представленных на рис. 4. Этот эффект обусловлено парамагнитными свойствами железобактерий, наличием ионов  $\text{Fe}^{+2}$  и  $\text{Fe}^{+3}$  в самих железобактериях и прилегающих к ним слоях воды. Время полного осаждения железобактерий и формирования осадка порядка 5–10 минут.

Отметим, что воздействие на железобактерии в осадке "сжимающих", направленных встречно массовых горизонтальных сил приводит не только к дегидратации железобактерий и парамагнитных частиц, но и к необратимому разрушению бактерий, их прочному слипанию, что видно под микроскопом. Отметим, что эффект «слипания» также имел место под действием других физических и химических факторов, по видимому, за счет снижения отрицательного заряда их поверхности, как в случае слипания отрицательно заряженных сине-зеленых водорослей под действием положительного заряда электрода [12].

Из представленной нами физической модели линейно-полосовой геомагнитной аномалии (рис. 2 и 3) и результатов магнитных измерений следует ожидать и в природных условиях возникновения вдоль промежуточной зоны горизонтальной составляющей геомагнитного поля  $\vec{H}_a$  с максимумом в изодинаме, где  $\vec{Z}_a = 0$ . При  $x = 0$ ,  $\vec{H}_a = \text{max}$  и имеет место возникновение постоянно действующих пондеромоторных сил, действующих на парамагнитные частицы в жидкости любой природы. Рассматривая состав металлов, входящих в состав ЖМК можно отметить, что в основном

они парамагнитны, особенно при наличии их в ионной форме, т.е. когда они представляют собой окислы, гидроокислы или входят в состав органических соединений. К ним относятся: железо, марганец, кобальт, никель, медь и, вероятно, такие металлы, как гадолиний и др.

Основной состав ЖМК определяется этими металлами, достигая 35–40% от общего веса. Отметим, что концентрация марганца варьирует в пределах 20–30%, железа – порядка 10%, медь совместно с никелем составляют до 2%. Отношение  $Mn/Fe \approx (2,7-4)$ . Данные по кобальту не превышают 0,3%. В других местах залегания конкреций соотношения  $Co/Mn \approx 300$  [1, 5].

Авторы [1], вероятно, впервые сделали попытку связать пространственное распределение ЖМК на дне океанов с локальным геомагнитным полем в зоне нахождения полосовых магнитных аномалий. В [1] показано, что максимальная концентрация извлеченных из конкреций металлов находится в области  $x \cong 0$ , постепенно снижаясь над зонами положительно и отрицательно намагниченных блоков. К сожалению, в данном случае не учитывалось наличие горизонтальной составляющей геомагнитного поля  $\vec{H}_a$  и возникающих в этой зоне градиентов магнитного поля  $grad\vec{H}_a$ , обуславливающих наличие горизонтальных встречных пондеромоторных сил.

При формировании ЖМК, учитывая наличие в них большого количества парамагнитных веществ, можно, по-видимому, ожидать появления конусообразных структур, аналогичных полученным нами в экспериментах. Используя данные, приведенные в [1], была сделана выборка, в которой использованы среднестатистические значения признака  $\bar{X}$  содержания металлов в ЖМК для трех случаев: положительной, отрицательной и промежуточных зон, где  $\vec{Z}_a \cong 0$ , дополненная значениями горизонтальной составляющей геомагнитного поля  $\vec{H}_a$  на стыке двух различно намагниченных блоков.

В связи с тем, что в [1] приводятся лишь значения концентрации металлов при  $x = 0$ , для построения графических зависимостей для других областей геомагнитного поля аномалии (значений «х») использовались координаты  $x = \pm 0,5b$ , что позволило построить графические зависимости (рис. 6).

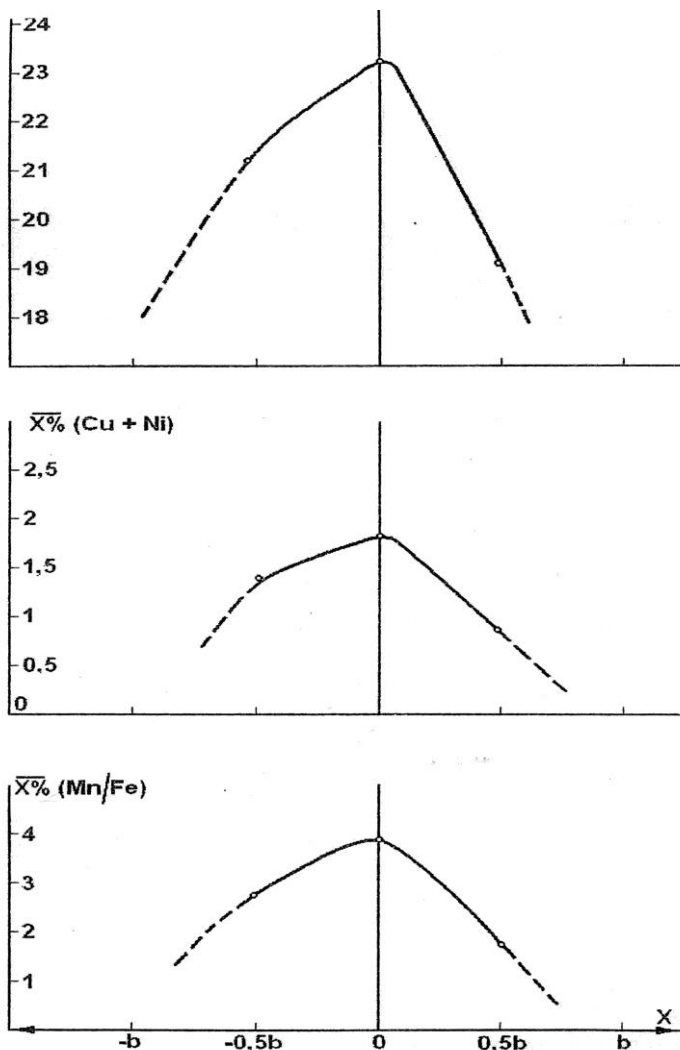
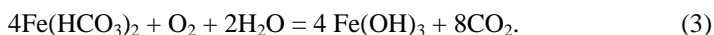


Рис. 6. Распределение элементов металлов (парамагнитных веществ) вдоль положительной, отрицательной и нейтральной зон геомагнитной аномалии (изодинам) по данным [1]:  $\bar{X}$  – среднестатистическое значение признака. Место съемки – Восточная часть центральной котловины Тихого Океана. Для построения графических зависимостей ввиду отсутствия другой информации выбраны значения  $x = 0$  и  $x = \pm b/2$ : а) для марганца  $\bar{X}\% (\text{Mn}) = f(x)$ ; б) для суммы медь и никель  $\bar{X}\% (\text{Cu} + \text{Ni}) = f(x)$ ; в)  $\bar{X}\% (\text{Mn}/\text{Fe}) = f(x)$

Как видно из сопоставления рис. 3, рис. 4 и рис. 6 характер зависимостей аналогичен, отражая ход горизонтальной составляющей  $N_a = f(x)$  и подтверждая роль пондеромоторных сил  $\pm \vec{F}_{\text{мгд,г}}$  в формировании распределения концентрации металла в ЖМК.

Вместе с тем, вероятно, определенную роль могут играть отмеченные авторами [1] представления о возникновении придонных локальных вихревых потоков, обусловленных наличием нормальных составляющих геомагнитного поля и электрических токов, возникающих в придонных областях, обусловленных токами конвекции различной природы [13], наличием поверхностного заряда частиц, что при их движении также является источником электрических токов.

Биологическая природа образования ЖМК обсуждалась в [1, 5] и авторами других работ. Известны многочисленные бактерии, использующие процесс перехода парамагнитных ионов при повышении их валентности для реализации дыхательного цикла, как источник поставки энергии в биологическую клетку. Так, железобактерии реализуют этот процесс за счет экзотермических реакций [3, 4].



Известны не только железобактерии, но и марганцевые бактерии, получающие энергию за счет перехода  $\text{Mn}^{+2} \rightarrow \text{Mn}^{+4}$ . Говоря о возможной общности железо- и марганцевых бактерий, как возможных биологических источников образования конкреций, следует отметить симбиоз водорослей и железобактерий, в течение ряда лет исследуемый в работах Н.Г.Холодного [4]. Отметим, что среди таких водорослей присутствуют диатомовые водоросли, обнаруженные в ЖМК, но гигантских размеров. По-видимому, внутри большинства конкреций имеются какие-либо твердые объекты. По крайней мере, в разбитой нами аналогичной конкреции (рис. 1) внутри была полость с раковиной.

Следует также отметить, что железо- и марганцевые бактерии свободно развиваются в пресных и соленых водах, наличие солёности не является ограничивающим фактором в отличие от других физико-химических условий, необходимых для их обитания:  $pH$ ,  $t^\circ$ , наличие ионов  $\text{Fe}^{+2}$ ,  $\text{Mn}^{+2}$  и др. ионов металлов и кислорода в воде. Вместе с тем, в добытых в Атлантическом океане ЖМК были выделены различные виды бактерий. Наличие в них органики и фосфорных соединений также позволяет предполагать их биологическое происхождение. Кроме того, бактерии распространены как в приповерхностном слое морей и океанов, так и в придонном слое воды, где на поверхности грунта имеет место увеличение количества органики и минеральных солей, а при определенных условиях наблюдается и наличие кислорода. ЖМК есть и в Балтийском море на глубине 26–28 м [14].

#### IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Отсутствие ферромагнитных свойств у ЖМК не исключает возможности влияния на кинетику их осаждения и формирования неоднородных магнитных полей геомагнитных аномалий, так как в их состав входят в значительном количестве окислы многих парамагнитных веществ, в основном, металлов.

Полученные в работе результаты позволили высказать представления о правомочности моделирования процесса осаждения ЖМК в зоне высокоградиентных магнитных полей, характеризуемых относительно высоким значением горизонтальной составляющей  $\vec{H}_a$  магнитного поля, расположенной в зоне перехода через нуль вертикальной составляющей магнитного поля  $\vec{Z}_a$ . Здесь градиент горизонтальной составляющей обуславливает формирование двух встречных пондеромоторных сил магнитогидродинамической природы  $\pm F_{\text{мгдг}}$ . Эта сила обусловлена магнитными свойствами и объемом частиц, величиной горизонтальной составляющей магнитного поля и ее градиентом. В случае конкреций процесс осаждения идет тысячелетиями, но и значения горизонтальной составляющей  $\vec{H}_a$  и ее градиентов  $\text{grad } \vec{H}_a$  на много порядков меньше, чем те, что мы используем в экспериментах, когда время осаждения составляет минуты. Подобные результаты, по существу, моделирующие реальные процессы осаждения на стыке двух магнитных полосовых блоков, могут быть полезны, когда добыча будет вестись в производственных условиях, так как максимумы концентрации конкреций расположены вдоль изодинам, где значение вертикальной составляющей минимально и имеет место максимум горизонтальной.

Вместе с тем, мы надеемся, что наши результаты, как и многочисленные исследования Н.Г.Холодного и других авторов [4], подтверждают отмеченный авторами [1, 5] биогенный характер формирования железомарганцевых конкреций из симбиоза железо- и марганцевых бактерий и некоторых водорослей, в частности, диатомовых. В придонных слоях, где горизонтальные скорости потоков малы, могут создаваться условия, пригодные для процессов жизнедеятельности бактерий (по рН, концентрациям кислорода и углекислого газа) с последующим образованием гидроокислов металлов.

Результаты данной работы могут оказаться полезными для решения некоторых проблем в океанологии и биогеофизике, подтверждая еще раз представления В.И.Вернадского [15] о ведущей роли живых систем в формировании нашей планеты. Так, в частности, он писал (цит. по с. 97) «Железо выделяется из морской воды на дне океанов и морей под влиянием железных бактерий, собираясь в форме конкреций из гид-



ратов окиси железа (по-видимому, и хлоритов), покрывающих нередко огромные площади».

В заключение нам хотелось бы отметить возможность более глобального космического характера роли железобактерий и других аналогичных бактерий, содержащих значительное количество ионов парамагнитных металлов и осуществляющих свой энергетический цикл путем их окисления, в возникновении жизни не только на Земле.

Железобактерии очень широко распространены на Земле на поверхности и в водоемах, где имеет место наличие ионов  $Fe^{+2}$ . Но и на "Красной планете", Марсе, окисного железа также необычайно много. По последним данным предполагается, что железобактерии обнаружены в метеоритах с Марса в Антарктиде. Возможно, при наличии ранее воды на Марсе на дне марсианских океанов или под поверхностью суши также формировались аналогичные ЖМК или подобные им образования, которые следует искать.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Горяинов И.Н., Грамберг И.С., Прожогин А.Г. // ДАН СССР. 1988. Т.298. №5. С.1234.
2. Дубров А.П. Геомагнитное поле и жизнь. Л.: Гидрометеоздат, 1974. 175 с.
3. Гак Е.З., Гак М.З., Толмачев Д.А. Биогеофизика // 2005. №6. С.4-16.
4. Холодный Н.Г. Железобактерии. //Избр. Тр. Т.3. М.: АН СССР, 1959.
5. Горяинов И.Н., Грамберг И.С., Казакова В.Е и др. // ДАН СССР. 1987. Т.297. № 6. С.1465-1468.
6. Гак Е.З. К вопросу влияния внешних и локальных магнитных полей на биологические объекты //Труды Ленинградского общества естествоиспытателей. Изд-во Лен. гос. университета. 1971. Т.76. №1. С. 57-59.
7. Гридин В.И., Гак Е.З. Физико-геологическое моделирование природных явлений // М.: Наука, 1994. 203 с.
8. Трухин В.И., Показеев К.В., Уницын В.Е. и др. Основы экологической геофизики. 2-е изд. // Санкт-Петербург–Москва–Краснодар: Лань, 384 с.
9. Кири П., Брукс М. Введение в геофизическую разведку (перевод с англ.) // М.: Мир, 1988. 382 с.
10. Гак Е.З., Бондаренко Н.Ф., Гак М.З. и др. Магнитная суспензия. А.с. СССР 567181. Заявл. От 09.09.1975. №2172496. Оpubл. в Бюлл. Изобр. 1978. №28. С.148.
11. Вернадский В.И. Избранные сочинения. Т.2. //М.: АН СССР, 1955. 615 с.
12. Жолондковский О. Изобретатель и рационализатор. 1973. №4. с.13-14 (Способ выделения водорослей из воды. А.с. СССР 251292. Топачевский А.В., Мережко А.И., Пачера А.Т.).
13. Бондаренко Н.Ф., Гак Е.З., Должанский Ф.В. // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1979. Т.15. №10. С.1017-1026.
14. Латенко В. «Диомар» вынырнул на сушу. Бизнес подняли с морского дна // Деловой Петербург. 26 октября 2006. № 209.
15. Вернадский В.И. Химическое строение биосферы Земли и ее окружения // М.: Наука, 1965. 374 с.

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

## РАСЧЕТНАЯ ВЕЛИЧИНА МАГНИТНОГО МОМЕНТА НАНОЧАСТИЦЫ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В МАЛЫХ И НАСЫЩАЮЩИХ ПОЛЯХ

**Полунин В.М., Танцюра А.О., Стороженко А.М.,  
Шабанова И.А., Сычев Г.Т.**

Юго-Западный государственный университет  
305040, г. Курск, ул. 50 лет Октября, 94,  
e-mail: 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 17 аспирантов. Является зам. Председателя диссертационного совета по защите докторских диссертаций, Председателем регионального отделения Российского акустического общества.



Танцюра Антон Олегович окончил Юго-Западный государственный университет по специальности «Электроснабжение». С 2010 года является аспирантом ЮЗГУ по направлению 01.04.07 «Физика конденсированного состояния». Имеет 13 научных публикаций.



Стороженко Анастасия Михайловна окончила Курский государственный технический университет по специальности «Программное обеспечение вычислительной техники и автоматизированных систем». В 2011 году защитила кандидатскую диссертацию на тему «Механизмы акустомагнитного эффекта в нанодисперсной магнитной жидкости». Имеет около 40 научных и методических публикаций.



Шабанова Ирина Александровна окончила физико-математический факультет Курского государственного университета в 2005 г. В 2012 году защитила кандидатскую диссертацию на тему «Динамические особенности процесса разрыва-восстановления магнитожидкостной мембраны». Имеет 5 патентов РФ и около 40 научных и методических публикаций.



Сычев Геннадий Тимофеевич – доцент, кандидат технических наук, работает в ЮЗГУ с 10 августа 1964 года заведующим лабораториями кафедры физики, с апреля 1967 года старшим преподавателем, а затем доцентом кафедры. Стаж научно-педагогической работы в ЮЗГУ 43 года.

Акустогранулометрическая методика исследования магнитной жидкости (МЖ) позволяет получить данные о физических параметрах диспергированных в жидкости-носителе магнитных наночастиц и, кроме того, провести анализ физических процессов, проходящих в МЖ при намагничивании в условиях адиабатной звуковой волны. Акустомагнитный эффект (АМЭ), наблюдаемый в намагниченных МЖ при распространении в них акустической волны, теоретически описывается концентрационной моделью [1]. В [2] приведен анализ физических механизмов АМЭ и предложена методика оценки магнитных моментов «мелких» магнитных наночастиц дисперсной фазы. Настоящая работа является продолжением [2] и своими целями ставит:

– упрощение предлагаемой методики и проведение исследований на новом, более концентрированном образце с целью подтверждения физической обоснованности модельной теории;

– теоретический и экспериментальный анализ процесса намагничивания МЖ в слабых полях, где являются линейными полевые зависимости величин относительной намагниченности и амплитуды ЭДС, индуцируемой за счет АМЭ.

Исследуемый в настоящей работе образец MF-3 представляет собой магнитный коллоид типа магнетит в керосине. Его приготовление осуществлялось путем длительного высушивания исходного образца MF-2 [2]. Физические параметры исходного и полученного коллоидов представлены в табл. ( $\rho$  – плотность,  $\varphi$  – объемная концентрация твердой фазы,  $\chi$  – начальная магнитная восприимчивость,  $M_s$  – намагниченность насыщения,  $c$  – скорость звука в системе «МЖ – стеклянная трубка»).

Образец	$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	$\varphi$ , %	$\chi$	$M_s$ , кА/м	$c$ , м/с
MF-2	1852	0,237	6,81	89,59	864
MF-3	1934	0,256	9,73	90,73	811

Скорость звука в МЖ, заполняющей стеклянную трубку, измерена с использованием неоднородного магнитного поля по методике, описанной в [3].

Магнитные параметры  $\chi$  и  $M_s$  вычисляются по кривым намагничивания –  $M(H)$ , полученным в результате перекрестного исследования образца MF-3 в рамках работы научно-образовательного центра «ЮЗГУ – ИМСС УрО РАН». В пределах погрешности измерений (5 %) данные баллистического метода (ЮЗГУ) и восстановленные по зависимости  $\chi(H)$  (ИМСС УрО РАН) совпадают.

В работе [2] для описания процесса намагничивания нанодисперсных МЖ предложено использовать «разностную» кривую

$Y_+^{(e)}(H)$ . Построение «разностной» кривой осуществляется путем вычитания значений относительной амплитуды АМЭ  $\beta(H)$  из значений относительной намагниченности образца  $\beta_M(H)$  в магнитных полях одинаковой напряженности. При этом экспериментальные значения зависимостей  $\beta_M(H)$  и  $\beta(H)$  аппроксимируются плавными кривыми в среде MS Excel. Физический смысл «разностной» кривой заключается в том, что она отображает, насколько намагниченность МЖ снижается за счет тепловых колебаний частиц в адиабатной звуковой волне и возникновения в АМЭ специфического динамического размагничивающего поля [4].

Сравним «разностные» кривые для используемого в данной работе образца MF-3 и образцов MF-1 и MF-2, исследованных в [2] – рис. 1.

Наличие диполь-дипольного взаимодействия, прежде всего, между крупными магнитными наночастицами ослабляет их вклад в процесс намагничивания в окрестности магнитного насыщения. Наноагрегаты в большей мере блокированы магнитным полем, чем отдельные частицы, и в меньшей степени подвержены воздействию тепловых колебаний. Поэтому для более концентрированных образцов, в которых благодаря близости магнитных частиц имеет место большее диполь-дипольное взаимодействие между ними, формирование правой ветви «разностной» кривой происходит за счет все более мелкой фракции магнитных частиц. Это отчетливо проявляется на рис. 1, где  $H_1 < H_2 < H_3$ .

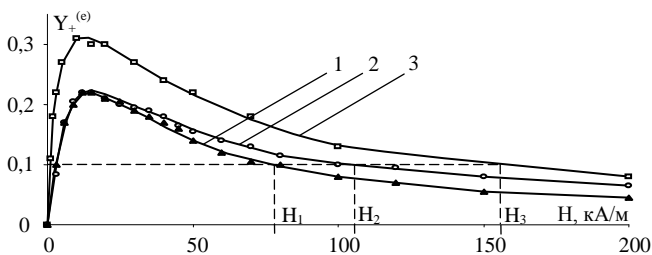


Рис. 1. «Разностные» кривые для образцов МЖ с концентрацией твердой фазы: 1 – 12 %; 2 – 24 %; 3 – 26 %

В работах [2, 4] приведен теоретический анализ вкладов в АМЭ механизмов тепловых колебаний наночастиц, колебаний концентрации магнитных частиц в жидкости-носителе, динамического размагничивающего поля. Показано, что в случае монодисперсной системы ослабление АМЭ за счет различных факторов отражает функция

$$Y_+(\xi) \equiv L(\xi) - \beta(\xi) = \frac{L(\xi) \cdot k''D(\xi)/\xi + k'D(\xi)}{1 + k''D(\xi)/\xi}, \quad (1)$$

где  $\xi = \mu_0 m_* H / (k_0 T)$  – параметр Ланжевена;  $L(\xi) = \text{cth} \xi - \xi^{-1}$  – функция Ланжевена;  $\beta(\xi)$  – полевая зависимость амплитуды АМЭ;  $D(\xi) = \xi^{-1} - \xi \text{sh}^{-2} \xi$ ;  $k' = qc^2/C_p$ ;  $k'' = N_d \mu_0 M_S m_* / (k_0 T)$ ;  $m_*$  – магнитный момент частицы,  $\mu_0$  – магнитная постоянная,  $k_0$  – постоянная Больцмана,  $T$  – абсолютная температура;  $q$  – температурный коэффициент расширения МЖ;  $C_p$  – удельная теплоемкость при постоянном давлении;  $N_d$  – динамический размагничивающий фактор.

При  $H \rightarrow \infty$  функция  $Y_+(H)$  представляет собой гиперболу. Угловой коэффициент зависимости  $Y_+(H^{-1})$  при  $H^{-1} \rightarrow 0$  вычисляется по формуле:

$$\text{tg} \alpha = \frac{qc^2 k_0 T}{C_p \mu_0 m_*}. \quad (2)$$

Приравнивая теоретическое значение (2) к результату аппроксимации «разностной» кривой в области  $H \rightarrow \infty$ , авторы [2] определяют магнитный момент частиц, составляющих наиболее мелкую фракцию МЖ. Недостатком данного метода является высокая погрешность, получаемая за счет вычитания друг из друга двух экспериментальных кривых. Кроме того, такой способ является весьма трудоемким, поскольку требует «ручной» обработки каждой зависимости.

Более совершенной является методика, основанная на получении углового коэффициента непосредственно из уравнений линейной аппроксимации конечных участков кривых АМЭ и намагничивания, то есть без построения самой «разностной» кривой (рис. 2). В этом случае  $\text{tg} \alpha$  определяется простым вычитанием угловых коэффициентов зависимостей  $\beta(H)$  и  $\beta_M(H)$ . Дальнейшие вычисления производятся аналогично [2].

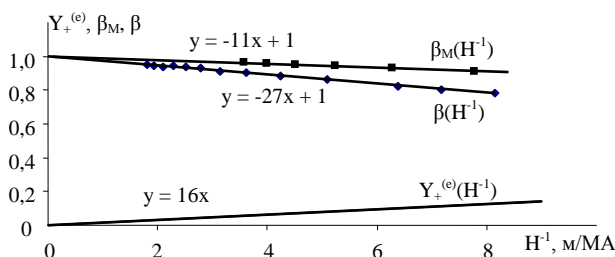


Рис. 2. Определение величины  $\text{tg} \alpha$

Погрешность предлагаемой методики составляет 3%, в то время как для [2] – 5%.

Проанализируем начальные участки кривых намагничивания и АМЭ. Для этого воспользуемся приведенными в [5] пределами этих зависимостей в области  $H \rightarrow 0$ .

Относительная амплитуда ЭДС, индуцируемая за счет АМЭ:

$$\beta = \frac{\mu_0(1-k')m_*}{(3+k'')k_0T} \cdot H, \quad (3)$$

Намагниченность образца в относительных единицах:

$$\beta_M = \frac{\xi}{3} = \frac{\mu_0 m_*}{3k_0T} \cdot H. \quad (4)$$

Найдем частное  $\beta_M/\beta$  в приближении  $H \rightarrow 0$ :

$$\frac{\beta_M}{\beta} = \frac{1+k''/3}{1-k'}. \quad (5)$$

С учетом используемых значений  $q = 0,66 \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1}$ ,  $c = 811 \text{ м/с}$ ,  $C_p = 1760 \text{ Дж/кг} \cdot \text{К}$ ,  $N_d = 0,247$ ,  $m_{\max} = 12,7 \cdot 10^{-19} \text{ А} \cdot \text{м}^2$ ,  $T = 303 \text{ К}$  получаем  $k' = 0,248$ ,  $k'' = 9,48$  и, соответственно, теоретический расчет дает:  $\beta_M = 5,5\beta$ . По экспериментальным данным  $\beta_M = 4,2\beta$ .

Составим аналогичное соотношение между величинами магнитных моментов крупных частиц, вычисляемыми по формулам маг-

нитогранулометрического  $m_{*\max МГМ} = \frac{3k_0T\chi}{\mu_0 M_S}$  и акустогранулометри-

ческого  $m_{*\max АГМ} = \frac{(3+k'')k_0Ttg\beta}{\mu_0(1-k')}$  методов:

$$\frac{m_{*\max МГМ}}{m_{*\max АГМ}} = \frac{3(1-k')}{3+k''} \cdot \frac{tg\beta_M}{tg\beta}, \quad (6)$$

где  $tg\beta$  и  $tg\beta_M$  – угловые коэффициенты начальных (прямолинейных) участков зависимостей  $\beta(H)$  и  $\beta_M(H)$  – рис. 3.

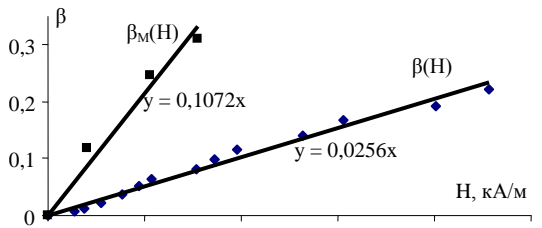


Рис. 3. Начальные участки зависимостей  $\beta_M(H)$  и  $\beta(H)$

Подставив соответствующие значения входящих в выражение (6) величин, получаем  $m_{*\max МГМ} = 0,76 m_{*\max АГМ}$ . По эксперименталь-

ным данным  $m_{\text{maxМГМ}} = 0,84 m_{\text{maxАГМ}}$ . То есть размер крупной частицы, вычисляемый на основе акустогранулометрии, больше, чем определяемый по кривой намагничивания. Таким образом, можем сделать вывод, что акустическая методика позволяет получить большую по сравнению с магнитогранулометрией ширину распределения наночастиц магнитного коллоида по размерам.

Для начальных прямолинейных участков зависимостей  $\beta_M(H)$  и  $\beta(H)$  выполняется условие

$$\frac{\beta_M(H)}{\beta(H)} = \frac{\text{tg}\beta_M}{\text{tg}\beta}. \quad (7)$$

Приравняв выражения (5) и (7) и выполнив несложные математические преобразования, получим:

$$m_k = \frac{3k_0T \left[ \frac{\text{tg}\beta_M}{\text{tg}\beta} \cdot (1 - k') - 1 \right]}{N_d \mu_0 M_S}. \quad (8)$$

Последнее выражение представляет собой формулу для расчета величины магнитного момента «крупных» частиц МЖ.

На рис. 4 в графическом виде приведены значения диаметров магнитных наночастиц образца MF-3, полученные по различным методикам (темные значки – «крупные» частицы, светлые значки – «мелкие» частицы):

- на основе анализа кривой намагничивания [6] – треугольники,
- кривой АМЭ [5] - квадраты,
- по методикам, изложенным в данной работе - круги (горизонтальные линии показывают значения, усредненные по исследуемому диапазону частот).

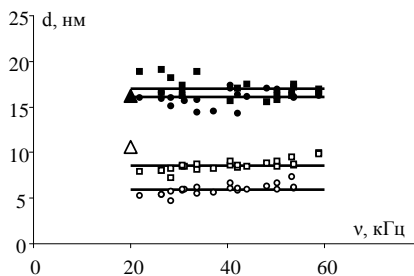


Рис. 4. Размеры магнитных наночастиц MF-3

Сравнивая данные результаты с приведенными в [2], заметим, что с ростом концентрации МЖ расчетные диаметры «крупных» частиц увеличиваются, хотя дисперсный состав МЖ при увеличении концентрации не изменился. В таком случае этот факт можно объяснить лишь усилением магнитного диполь-дипольного взаимодействия частиц, которые находятся друг от друга на расстояниях, тем меньших, чем выше концентрация МЖ.

Отметим также, что определенные по методике [2] параметры «мелких» наночастиц в менее концентрированном образце MF-2 составляли  $m_{\text{min}} = 7,02 \cdot 10^{-20}$  и  $d_{\text{min}} = 6,54$  нм, что на ~10 % превышает зна-



чения для MF-3. Этот результат предсказывался в [2] и тоже полностью согласуется с выводами модельной теорией концентрационного механизма АМЭ.

Исследования выполнены при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы (грант 2011-1.3.2-121-003 - ГК № 14.740.11.1160).

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Полунин В.М. Акустические эффекты в магнитных жидкостях. М: ФИЗМАТЛИТ, 2008. 208 с.
2. Storozhenko A.M., Tantsyura A.O., Ryapolov P.A., Karpova G.V., Polunin V.M. Interaction of physical fields under the acousto-magnetic effect in magnetic fluids. // *Magneto-hydrodynamics*, 2011. - Vol. 47. - No. 4. - P. 345–358.
3. Yemelyanov S.G., Polunin V.M., Storozhenko A.M., Postnikov E.B., Ryapolov P.A. Sound speed in a non-uniformly magnetized magnetic fluid // *Magneto-hydrodynamics*, 2011. - V. 47. - № 1. - P. 29–39.
4. Полунин В.М., Стороженко А.М. Взаимодействие физических полей в акустомагнитном эффекте // *Акустический журнал*, 2012. – Т. 58. - № 2. - С. 215–221
5. Polunin V.M., Kobelev N.S., Ryapolov P.A., Storozhenko A.M., Shabanova I.A.. On the estimation of physical parameters of magnetic nanoparticles in magnetic fluid // *Magneto-hydrodynamics*, 2010. - Vol. 46. - No. 1. - P. 31–40.
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.

## ГЕНЕРИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА ПРИ ОБРАЗОВАНИИ ВОЗДУШНЫХ ПУЗЫРЬКОВ В МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

**Полунин В.М., Боев М.Л., Мьо Мин Тан, Пауков В.М.**

Юго-западный государственный университет  
305040, г. Курск, ул. 50 лет Октября, 94  
e-mail: 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 17 аспирантов. Является зам. председателя диссертационного совета по защите докторских диссертаций, Председателем регионального отделения Российского акустического общества.



Боев Максим Леонидович окончил Юго-Западный государственный университет по специальности «Теплогасоснабжение и вентиляция». С 2010 года является аспирантом ЮЗГУ по направлению 01.04.07 «Физика конденсированного состояния». Имеет 9 научных публикаций.



Мьо Мин Тан окончил Юго-Западный государственный университет. С 2011 года является аспирантом ЮЗГУ по направлению 01.04.07 «Физика конденсированного состояния».



Пауков Владимир Митрофанович окончил Курский государственный педагогический институт, специальность учитель физики. Кандидат физико-математических наук, доцент, в настоящее время является зав. лабораториями кафедры физики ЮЗГУ.

В статье описывается процесс образования воздушной полости в магнитной жидкости, заполняющей трубку с доньшком, транспорт и удержание полости силами магнитной левитации. Рассматриваются упругие свойства колебательной системы, инерционным элементом которой служит столбик магнитной жидкости над воздушной полостью. Рассматриваемая нами магнитная левитация заключается в том, что на немагнитное тело, помещённое в магнитную жидкость (МЖ), находящуюся в магнитном поле с градиентом вдоль направления силы тяжести, действует дополнительная выталкивающая сила, которая может многократно превышать вес вытесненной жидкости. Если же градиент напряженности магнитного поля направлен вертикально вверх, то силы магнитной левитации “утяжеляют” немагнитное тело, препятствуют всплыванию, обеспечивают “зависание” в более плотной жидкой среде.

Полная сила, определяющая условие движения немагнитного тела в намагниченной магнитной жидкости в приближении “слабомагнитной” среды, может быть представлена в виде [1]:

$$\vec{F} = (\rho_s - \rho)V\vec{g} - \mu_0 MV\Delta H, \quad (1)$$

где  $\rho_s$  и  $V$  – плотность и объем немагнитного тела;  $M$  и  $\rho$  – намагниченность и плотность магнитной жидкости;  $H$  – напряженность магнитного поля,  $\mu_0$  – магнитная постоянная.

Из выражения (1) следует условие всплывания тела:

$$\rho_s < \rho + \mu_0 M |\Delta H| / g \quad (2)$$

При этом воздушная полость образуется путем захвата порции воздуха с открытой поверхности магнитной жидкости неоднородным магнитным полем по мере приближения кольцевого магнита к свободной поверхности магнитной жидкости сверху.

Процесс “захвата” воздушной полости магнитным полем исследуется визуально с записью на цифровую видеокамеру. На рис. 1 а, б, с, д, е, ф отображены основные этапы данного процесса.

В опытах используется жестко закрепленная стеклянная трубка 1, частично заполненная МЖ 2. Закрепленный на кинематическом узле катетометра кольцевой магнит 3 опускается вниз по трубке, при этом оси кольцевого магнита и трубки совмещены между собой. Вначале эксперимента (рис. 1а) свободная поверхность МЖ имеет плоскую горизонтальную форму. С приближением магнита к свободной поверхности жидкости ее поверхность сначала принимает вогнутую форму (рис. 1б), а затем по мере приближения активной зоны магнитного поля пондеромоторные силы, прижимая жидкость к стенке трубки одновременно втягивают ее в область максимального поля, в результате чего образуется кольцо в плоскости симметрии магнита (рис. 1с).

При дальнейшем опускании магнита пондеромоторные силы значительно превосходят силу тяжести, благодаря чему магнитожидкостное кольцо утолщается, а затем перекрывает сечение трубки (рис. 1, *d*). Под перемычкой образуется изолированная газовая полость, перекрывающая сечение трубки. Далее толщина перемычки растет за счет перетекания жидкости снизу (рис. 1, *e*, 1, *f*), а воздушная полость под действием сил левитации проталкивается вниз.

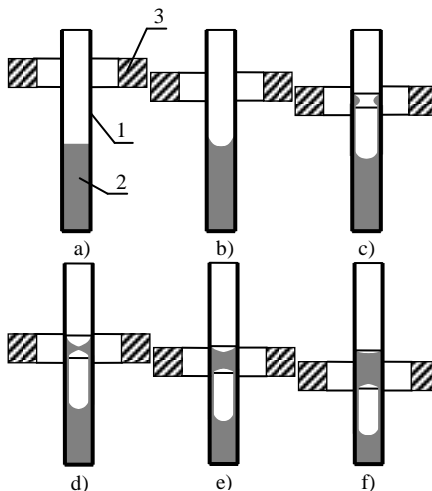


Рис.1. Процесс захвата воздушной полости магнитной жидкостью.

### Описание экспериментальной установки и методики измерений

Блок-схема экспериментальной установки, предназначенной для измерения колебательных параметров колебательной системы, инерционным элементом которой служит столбик магнитной жидкости, расположенный над газовой полостью, приведена на рис. 2. Поршень 1, закрывающий верхний конец трубки 2, используется для возбуждения колебаний столбика МЖ 3, расположенного над воздушной полостью 4. В поршне имеется сквозное отверстие, которое дает возможность вставить поршень без изменения давления в трубке. Перед выдергиванием поршня отверстие перекрывается пальцем руки. В результате упругих колебаний нижней поверхности столбика МЖ на катушке

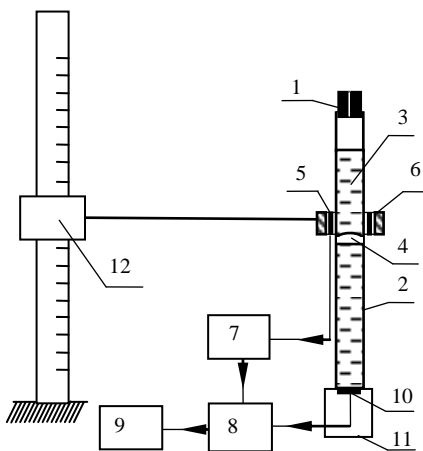


Рис. 2. Блок-схема узла экспериментальной установки №2

индуктивности 5, вмонтированной в постоянный кольцевой магнит 6, возникает переменная ЭДС. Сигнал поступает на широкополосный усилитель 7, а затем - на аналого-цифровой преобразователь 8 и компьютер 9. На АЦП поступает также сигнал от пьезоэлемента 10, прижатого к крышечке акустической ячейки 11, конструкция которой подробно описана в [2]. Кольцевой магнит жестко закреплен на кинематическом узле катетометра 12. Прием и начальная обработка сигналов, поступающих с пьезоэлектрического и индукционного датчика, осуществляется программой, разработанной в среде NI LabView.

Используемый кольцевой магнит имеет следующие габариты: внутренний диаметр – 25 мм, внешний диаметр – 50 мм, толщина – 5 мм. Осевая составляющая напряженности магнитного поля в центре магнита – 91 кА/м.

Объем “захваченной” воздушной полости  $V_g$  определяется по приращению высоты столбика МЖ  $\Delta h$  в трубке с внутренним диаметром  $d$ :  $V_g = S \cdot \Delta h$ . При  $d=13.5$  мм,  $S = 1.4 \cdot 10^{-4}$  м<sup>2</sup>,  $\Delta h = 1 \cdot 10^{-2}$  м получаем  $V_g = 1.4 \cdot 10^{-6}$  м<sup>3</sup>. Перед проведением измерения  $\Delta h$  магнит перемещается вниз до уровня, при котором его магнитное поле не влияет на кривизну свободной поверхности жидкости.

### Результаты измерений и их анализ

Исследования проведены на образце МЖ, представляющим собой магнитный коллоид, дисперсной фазой в котором служит магнетит  $Fe_3O_4$ , дисперсионной средой – керосин, а стабилизатором – олеиновая кислота. Плотность исследуемого образца  $\rho = 1315$  кг/м<sup>3</sup>. Намагниченность насыщения  $M_s = 45.8$  кА/м.

Все измерения проведены при температуре  $31 \pm 0.2^\circ\text{C}$ .

Столбик МЖ в трубке, расположенный над воздушной полостью, служит инерционным элементом колебательной системы. Роль упругости в данной колебательной системе выполняет суммарная упругость воздушной полости с коэффициентом упругости  $k_g$  и пондеромоторная упругость, обусловленная взаимодействием магнитного поля с МЖ в нижней части столбика, с коэффициентом упругости  $k_p$ .

Кривые амплитудно-временной зависимости, получаемые с катушки индуктивности и с пьезоэлемента идентичны между собой. Зависимость переменной ЭДС, представленной в относительных единицах, от времени, показана на рис. 3. В данном случае сигнал берется с пьезодатчика; высота столбика МЖ  $h=10.5$  см. Там же приведена огибающая данной зависимости, аппроксимированная экспоненциальной линией тренда.

Упругость колебательной системы формируется тремя механизмами: газовой упругостью; пондеромоторный механизм; упругость поверхностного натяжения.

Поэтому коэффициент упругости системы  $k$  определяется суммой:

$$k = k_g + k_p + k_\sigma, \quad (3)$$

где  $k_g$ ,  $k_p$  и  $k_\sigma$  – соответственно коэффициенты газовой упругости, пондеромоторной упругости и упругости поверхностного натяжения.

Выражение  $k_g$  для адиабатного процесса имеет вид [3]:

$$k_g = \rho_g c_a^2 S^2 / V_g, \quad (4)$$

где  $\rho_g$  – плотность газа (в данном случае - воздуха);  $c_a$  – скорость звука в воздухе;  $S$  – площадь поперечного сечения трубки;  $V_g$  – объем изолированной газовой полости.

Формула для  $k_\sigma$  жидкостной пленки, перекрывающей сечение трубки, приведена в работе [4]:

$$k_\sigma = 16\pi\sigma, \quad (5)$$

где  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения МЖ.

Можно показать, что в условиях решаемой задачи выполняется неравенство  $k_\sigma/k_g \cong 0,05$ . Поэтому в последующем составляющую коэффициента упругости  $k_\sigma$  мы не учитываем.

Для расчета параметра  $k_p$  требуется достаточно подробная информация о топографии магнитного поля используемого кольцевого магнита. Вместе с тем известно, что в подобных системах пондеромоторная упругость становится соизмеримой с газовой упругостью лишь при достаточно больших значениях  $V_g$  [5, 6].

Без учета пондеромоторной упругости выражение для частоты собственных незатухающих колебаний системы имеет вид:

$$\nu_t = \frac{c_a}{2\pi} \sqrt{\frac{\rho_g S}{\rho V_g h}}, \quad (6)$$

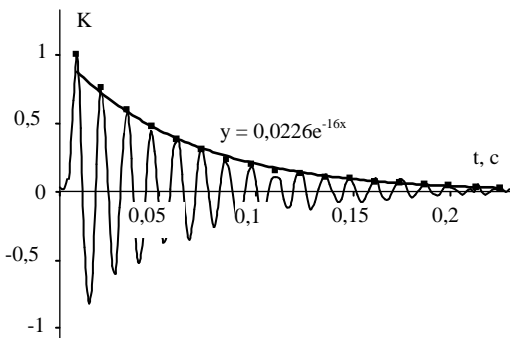


Рис. 3. Оциллограммы затухающих колебаний, соответствующих МЖ столбика на основе образца МЖ-1

где  $\rho$  – плотность МЖ;  $c_a$  – скорость звука в воздухе;  $h$  – высота МЖ-столбика над полостью.

Результаты теоретического расчета и экспериментальные данные по частоте колебаний  $\nu_1$  и  $\nu_2$  представлены в таблице. При этом принято:  $c_a=322$  м/с,  $\rho_g=1.29$  кг/м<sup>3</sup>,  $h=10$  мм.

Таблица

$h$ , мм	145	135	125	115	105	95	85	75	65	55
$\nu_{e1}$ , Гц	46	51	53	56	59	63	66	71	78	86
$\nu_{i2}$ , Гц	43	45	47	49	51	54	57	60	65	70

Из описания устройства колебательной системы и полученных результатов следует, что система допускает управление частотой как за счет массы столбика МЖ, так и за счет объема газовой полости. При этом с уменьшением объема воздушной полости колебательные параметры системы  $k_g$  и  $\nu_e$  будут принимать большие численные значения.

### Выводы

1. Описаны процессы захвата воздушной полости в МЖ, заполняющей трубку с доньшком, транспорта и удерживания ее в объеме жидкости силами магнитной левитации.

2. Имеется удовлетворительное согласие результатов расчета и эксперимента в части формирования упругих свойств. Вместе с тем наблюдается некоторое превышение экспериментальных данных по частоте колебаний над теоретическими, которое, возможно, было бы меньше при учете пондеромоторной упругости системы.

3. Полученные материалы могут найти применение при создании демпфирующих устройств, датчиков вибраций, толчков и ускорений.

Исследования выполнены при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы (грант 2011-1.3.2-121-003 - ГК № 14.740.11.1160).

### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Баштовой В.Г., Берковский Б.М., Вислович А.Н. Введение в термомеханику магнитных жидкостей // М.: ИВТАН, 1985. С. 188.
2. Yemelyanov S.G., Polunin V.M., Storozhenko A.M., Postnikov E.B., Ryapolov P.A. Sound speed in a non-uniformly magnetized magnetic fluid // *Magneto hydrodynamics*. 2011. Vol. 47. №1. P. 29–39
3. Рэлей Дж.У. Теория звука. 2-е изд. // М.: ГИТТЛ, 1955. Т. 2. С 475.
4. Polunin V.M., Shabanova I.A., Khotynyuk S.S. Study of the kinetic and strength properties of magnetofluid membranes // *Magneto hydrodynamics*. 2010. Vol. 46. №3. P. 299–308.
5. Полуниин В.М. Акустические эффекты в магнитных жидкостях // М: ФИЗМАТ-ЛИТ, 2008. С. 208.
6. Карпова Г.В., Полуниин В.М., Постников Е.Б. Экспериментальное исследование магнито жидкостного резонатора // *Акуст. журн.* 2002. Т. 48. № 3. С. 354-357.

## **ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПАРНУЮ КОРРЕЛЯЦИОННУЮ ФУНКЦИЮ И СТРУКТУРНЫЙ ФАКТОР ПОЛИДИСПЕРСНЫХ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ**

**Крутикова Е.В., Канторович С.С., Анохин Д.А.,  
Иванов А.О.**

Уральский федеральный университет  
620000, г. Екатеринбург, ул. Ленина 51. Факс: (8-343)-350-74-01.  
e-mail: Ekaterina.Krutikova@usu.ru



Иванов Алексей Олегович окончил Уральский государственный университет в 1984 г. С 1986 г. он работает преподавателем и научным сотрудником в УрГУ (УрФУ). В 1998 г. защитил диссертацию на соискание учёной степени доктора физико-математических наук по теме «Фазовое расслоение магнитных жидкостей». В настоящее время он является заместителем проректора по науке УрФУ, заведующим кафедрой математической физики УрФУ, доктором физ.-мат. наук, профессором.



Канторович Софья Сергеевна, кандидат физико-математических наук (2004). Имеет более 40 научных публикаций. Доцент кафедры математической физики Уральского федерального университета. Научно-исследовательская работа связана с теоретическим описанием микроструктуры магнитных жидкостей. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей неоднократно поощрялась российскими и зарубежными грантами.



Крутикова Екатерина Владимировна является доцентом кафедры механики и математического моделирования математико-механического факультета Уральского федерального университета. В 2010 г. ею защищена диссертация по теме «Термодинамические и структурные свойства ферроколлоидов» Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами правительства РФФИ, Федерального Агентства по образованию, ИНТАС, гр. Президента РФ.

В настоящее время, мягкие магнитные материалы с управляемыми макро-свойствами находят все больше применения в технологии и медицине. Большинство этих приложений зависят от микро-структуры материалов, которая, в свою очередь, определяется межчастичными взаимодействиями, присущими исследуемой системе. Таким образом, многие свойства магнитных жидкостей (такие как



намагниченность, теплоемкость, сжимаемость) сильно зависят от двух факторов: интенсивности магнитного диполь-дипольного взаимодействия частиц и полидисперсности феррочастиц. За более чем 30 лет исследований микроструктура магнитных жидкостей была тщательно изучена в различных экспериментах. Одним из наиболее используемых и широко распространенных методов изучения микроструктуры является интерпретация картины рассеяния, полученной с помощью малоуглового рассеяния нейтронов (SANS) [1]. Такие эксперименты позволяют получить структурный фактор рассеяния, зависящий от волнового вектора. Далее, с помощью обратного преобразования Фурье получают парную корреляционную функцию, которая описывает среднюю вероятность нахождения частицы на определенном расстоянии от других. Другими словами, любая информация, извлеченная из этих экспериментальных данных, с одной стороны, очень чувствительна даже к небольшим экспериментальным ошибкам, а с другой стороны, подвержена влиянию выбранной модели описания межчастичных корреляций. Что касается теоретических подходов, они могут быть разделены на две основные группы: универсальные компьютерные модели и аналитические исследования. Микроструктура феррожидкостей подробно изучалась в компьютерных экспериментах. Многие авторы исследовали структурный фактор и его связь с микроструктурой системы дипольных твердых и мягких сфер. Общим выводом стало то, что структурный фактор может предоставить информацию о кластерах или межчастичных корреляциях, однако, без аналитической модели, структурный фактор не является достаточным для однозначной интерпретации микроструктуры.

В случае сильных дипольных взаимодействий, известно, что феррочастицы могут образовывать цепочки. Тогда аналитический подход основывается на прямом расчете радиальной функции распределения на основе кластерного анализа. Однако если энергия диполь-дипольного взаимодействия порядка тепловой, то цепочки не могут образовываться, при этом роль магнитных корреляций между частицами оказывается заметной. Для того чтобы изучить эти корреляции можно использовать диаграммный метод разложения парной корреляционной функции в ряд, который оказывается справедливым для малых концентраций феррочастиц [2]. Будучи довольно успешными, вышеупомянутые исследования содержат важную особенность – все известные модели для расчета структурных факторов магнитных жидкостей с магнитным диполь-дипольным взаимодействием порядка тепловой энергии монодисперсны. Тем не менее, полидисперсность феррочастиц оказывает значительное влияние на микроструктуру маг-

нитной жидкости, не говоря уже о том, что все промышленные магнитные жидкости обязательно полидисперсны. Также, зная, что основа технологического применения магнитных жидкостей – их отклик на внешнее магнитное поле – модели обязательно должны учитывать влияния внешнего магнитного поля на структурный фактор системы.

Таким образом, основная цель данной работы – построение аналитической модели, учитывающей основную особенность феррожидкостей – полидисперсность при учете влияния внешнего магнитного поля.

Учесть полидисперсность напрямую невозможно, потому что задача становится многокомпонентной и решить ее аналитически не представляется возможным. В данной работе мы предлагаем рассмотреть бидисперсную модель, учитывающую всего две фракции частиц, однако и этого становится достаточно, чтобы отследить основное влияние полидисперсности на структурный фактор системы и парную корреляционную функцию.

Магнитная жидкость моделировалась бидисперсной системой магнитных мягких сфер. Межчастичная потенциальная энергия состояла из потенциала отталкивания мягких сфер  $U_{wca}$  (потенциал Weeks-Chandler-Andersen) и диполь-дипольного взаимодействия  $U_d$ :

$$U_{wca}(r) = 4\varepsilon \left[ \left( \frac{d}{r} \right)^{12} - \left( \frac{d}{r} \right)^6 \right] + \varepsilon, \quad (1)$$

$$U_d(ij) = - \left[ 3 \frac{(\vec{m}_i \cdot \vec{r})(\vec{m}_j \cdot \vec{r})}{\vec{r}^5} - \frac{(\vec{m}_i \cdot \vec{m}_j)}{\vec{r}^3} \right], \quad (2)$$

где  $\varepsilon$  – величина энергии потенциала;  $\vec{r}$  – радиус-вектор, соединяющий центры двух частиц с номерами  $i$  и  $j$ ;  $m_i$  соответствует величине магнитного момента  $i$ -ой частицы.

Все частицы делились на два типа: «маленькая» и «большая», соответствующие диаметры и магнитные моменты частиц обеих фракций обозначались  $d_s, d_l$  и  $m_s, m_l$ . Таким образом, микроструктуру такой магнитной жидкости можно описать тремя парными корреляционными функциями  $g_{ss}(r)$ ,  $g_{ll}(r)$  и  $g_{sl}(r)$ , которые отвечают за межчастичные корреляции на характерных расстояния типа «маленькая-маленькая», «большая-большая» и «маленькая-большая». Все эти функции также зависят от объемных концентраций  $\varphi_s$  и  $\varphi_l$  частиц обеих фракций и от параметров диполь-дипольного взаимодействия  $\lambda_{ss} = m_s^2/d_s^3 k_B T$ ,  $\lambda_{ll} = m_l^2/d_l^3 k_B T$  и  $\lambda_{sl} = 8m_s m_l / (d_s + d_l)^3 k_B T$ , которые описывают отношение энергии магнито-дипольного взаимодействия в различных парах частиц к тепловой энергии  $k_B T$ .

В общем случае парная корреляционная функция может быть разложена в ряд по степеням объемной концентрации частиц  $\phi$  и параметрам диполь-дипольного взаимодействия  $\lambda$ :

$$g_{pq}(r) = \sum_{k_1=0}^{\infty} \sum_{k_2=0}^{\infty} \sum_{n_1=0}^{\infty} \sum_{n_2=0}^{\infty} \sum_{n_3=0}^{\infty} \phi_s^{k_1} \phi_l^{k_2} \lambda_{ss}^{n_1} \lambda_{sl}^{n_2} \lambda_{ll}^{n_3} B_{k_1 k_2 n_1 n_2 n_3}^{(pq)}(r), \quad (5)$$

здесь индекс  $pq$  принимает значения  $ss, sl, ll$ . Величины  $B$  также зависят от данных индексов и являются схожими с вириальными коэффициентами. Для вычисления  $B$  удобно использовать диаграммное разложение [2]. В работе Иванова и Елфимовой [3] было подробно показано, как выглядит диаграммное разложение. В нашей работе мы принимали во внимание только второй и третий вириальные коэффициенты и следующие диаграммы, представленные на рис. 1:

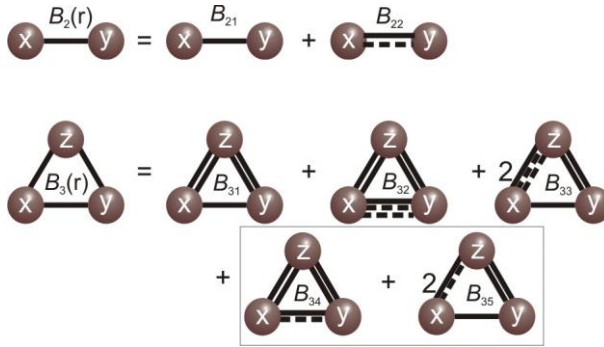


Рис. 1. Диаграммное разложение, используемое в работе для расчета парной корреляционной функции, учитывающие 2-ой и 3-ий вириальные коэффициенты

На рис. 1 различные линии соответствуют различным функциям:

- сплошная линия соответствует  $\exp(-U_{wca}(r) / k_B T)$ ;
- двойная сплошная -  $\exp(-U_{wca}(r) / k_B T) - 1$ ;
- штриховая -  $(-U_d(r) / k_B T)$ ;
- двойной штрих -  $(-U_d(r) / 2! k_B T)^2$ .

Две диаграммы в третьем вириальном коэффициенте, заключенные в рамку, показывают влияние внешнего магнитного поля на парную корреляционную функцию системы. Прежде чем оценить это влияние необходимо рассчитать парную корреляционную функцию без учета воздействия магнитного поля, а затем добавить оставшиеся диаграммы, в качестве возмущений.

Для феррожидкостей, содержащих частицы двух размеров, диаграммный метод построения трех парных корреляционных функций, представленный в работе [3], остается верным.

Используя технику, развитую в [3, 4], мы построили парные корреляционные функции для бидисперсной модели феррожидкости с точностью до линейных слагаемых по объемным концентрациям  $\varphi_s$  и  $\varphi_l$  и квадратичных по параметрам магнитного диполь-дипольного взаимодействия  $\lambda_{ss}$ ,  $\lambda_{ll}$  и  $\lambda_{sl}$ . Это приближение учитывает влияние третьей частицы на поведение ранее выбранных первых двух частиц и справедливо для объемных концентраций не более  $\sim 15\%$ , и интенсивности магнито-дипольного взаимодействия не слишком превышающей значение тепловой энергии.

Полученные выражения для парных корреляционных функций являются гораздо более сложными, нежели в монодисперсном случае, так как суммирование необходимо производить по концентрациям обеих фракций и по всем трем типам констант диполь-дипольного взаимодействия. Число диаграмм резко возрастает, поскольку должны быть учтены все возможные комбинации из частиц разных размеров.

Далее был рассчитан структурный фактор системы, как сумма парциальных структурных факторов с весовыми коэффициентами. Для оценки влияния полидисперсности и внешнего магнитного поля на свойства магнитных жидкостей было взято несколько систем, с параметрами, максимально приближенными к реальным феррожидкостям. Для проверки адекватности разработанной бидисперсной модели была проведена серия компьютерных экспериментов в Институте компьютерной физики, г. Штутгарт, Германия.

В итоге была разработана теоретическая модель полидисперсной магнитной жидкости в рамках бидисперсного приближения при учете влияния внешнего магнитного поля. Парные корреляционные функции, описывающие межчастичные корреляции и микроструктуру феррожидкостей, были определены аналитически. Для параметров типичных коммерческих магнитных жидкостей было выявлено, что большинство феррочастиц («маленькие») слабо коррелируют, в то время как «большие» частицы, которых очень мало, сильно коррелированы. Это свидетельствует о том, что свойства феррожидкостей, сильно зависят от наличия в системе частиц крупной фракции.

В рамках теоретического исследования проанализировано поведение первого пика структурного фактора рассеяния, а именно его высота и ширина в зависимости от гранулометрического состава системы. Также была выявлена анизотропия структурного фактора системы под влиянием внешнего магнитного поля.

*Работа проведена при финансовой поддержке грантов Президента Российской Федерации (гр. № МК-2221.2011.2) и Уральского Федерального Университета. Исследование также частично поддержано Министерством образования и науки Российской Федерации (№ 2.609.2011).*

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. D. Bica, L. Vekas, M.V. Avdeev, O. Marinica, V. Socoliuc, M. BalasoIU, and V.M. Garamus, Sterically stabilized water based magnetic fluids: Synthesis, structure and properties J. Magn. Magn. Mater. 311 (2007) 17-21.
2. R. Balesku, Equilibrium and Nonequilibrium Statistical Mechanics, Wiley, New York, 1975.
3. E.A. Elfimova, A.O. Ivanov, Pair correlations in magnetic nanodispersed fluids, J. Exp. Theor. Phys. 111 (2010) 146-156.
4. J. Cerda, E. Elfimova, V. Ballenegger, E. Krutikova, A. Ivanov, C. Holm, Behavior of bulky ferrofluids in the diluted low coupling regime: theory and simulation, Phys. Rev. E 81 (2010) 011501-01-11.

## СВОБОДНАЯ ЭНЕРГИЯ КОНЦЕНТРИРОВАННЫХ ФЕРРОЖИДКОСТЕЙ: ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

**Соловьева А.Ю., Екатеринчук Е.Д., Елфимова Е.А.,**  
Уральский Федеральный Университет  
имени первого Президента России Б.Н. Ельцина  
620000, г. Екатеринбург, ул. Ленина 51. Факс: (8343)3507401;  
E-mail: [ekaterina.elfimova@usu.ru](mailto:ekaterina.elfimova@usu.ru)



Соловьева Анна Юрьевна учится на 3 курсе Института математики и компьютерных наук Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина (УрФУ), работает лаборантом-исследователем на кафедре математической физики УрФУ.



Екатеринчук Екатерина Дмитриевна учится на 3 курсе Института математики и компьютерных наук Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина (УрФУ), работает лаборантом-исследователем на кафедре математической физики УрФУ.



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 федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина.

В настоящей работе методами статистической физики определена свободная энергия концентрированных феррожидкостей во внешнем однородном магнитном поле с учетом многочастичных корреляций в системе. Данная величина была представлена в виде виртуального ряда по степеням объемной концентрации феррочастиц и интенсивности межчастичного диполь-дипольного взаимодействия.

Для построения модели феррожидкость рассматривается как система  $N$  монодисперсных однородно намагниченных частиц диаметра  $d$ , взвешенных в жидкости-носителе объема  $V$  при температуре  $T$ . Феррочастицы предполагаются однородно распределенными по

объему феррожидкости с числовой концентрацией  $n = N/V$  и объемной концентрацией  $\varphi = \pi d^3 n / 6$ .

Энергия взаимодействия между частицами определяется суммой потенциалов межчастичных взаимодействий магнитной природы  $U_d(ij)$  и твердых сфер  $U_s(ij)$ :

$$U(ij) = U_d(ij) + U_s(ij) \quad ,$$

$$U_s(ij) = \begin{cases} \infty, & r_{ij} < d \\ 0, & r_{ij} \geq d \end{cases} \quad ,$$

$$U_d(ij) = -\lambda \frac{d^3}{r_{ij}^3} kT \left[ 3(\hat{m}_i \cdot x_{ij})(\hat{m}_j \cdot x_{ij}) - (\hat{m}_i \cdot \hat{m}_j) \right],$$

$$r_{ij} = r_i - r_j, \quad x_{ij} = \frac{r_{ij}}{|r_{ij}|}, \quad \hat{m}_i = \frac{m_i}{|m|}, \quad \lambda = m^2 / d^3 kT,$$

где  $r_{ij}$  – расстояние между  $i$  и  $j$  частицами,  $kT$  – тепловая энергия,  $\lambda$  – параметр интенсивности диполь-дипольного взаимодействия, имеющий смысл отношения характерной энергии  $m^2/d^3$  взаимодействия магнитных моментов двух частиц при их контакте к тепловой энергии.

### Виряльное разложение свободной энергии во внешнем магнитном поле

Свободная энергия системы дипольных твердых сфер во внешнем однородном магнитном поле складывается из суммы свободной энергии идеального парамагнитного газа феррочастиц  $F_m$ , свободной энергии твердых сфер  $F_s$ , которая может быть учтена, например, с помощью формулы Карнагана-Старлинга, и вклада диполь-дипольных взаимодействий в свободную энергию  $\Delta F$ .

$$F = F_s + F_m + \Delta F, \quad (1)$$

$$F_s = \ln \varphi + \frac{\varphi(4-3\varphi)}{(1-\varphi)^2},$$

$$F_m = -NkT \ln \left( \frac{\text{sh} \alpha}{\alpha} \right).$$

Цель настоящей работы заключается в том, чтобы получить аналитическое выражение для  $\Delta F$  с точностью до 2 порядка по  $\lambda$  и  $\varphi$ .

Известно [1], что свободная энергия может быть выражена через конфигурационный интеграл системы дипольных твердых сфер  $Q$  и конфигурационный интеграл системы твердых сфер  $Q_s$ :

$$\Delta F = -kT \ln \frac{Q}{Q_s} = -kT \ln \left[ \frac{1}{Q_s} \prod_i R_i \prod_i \Omega_i \exp \left( -\beta \sum_{i<j=1}^N U_s(ij) - \beta \sum_{i<j=1}^N U_d(ij) \right) \right], \quad (2)$$

Где  $R_i$  – усреднение по положению  $i$  частицы,  $\Omega_i$  – усреднение по направлению магнитного момента  $i$  частицы:

$$\Omega_j f = \frac{1}{4\pi} \frac{\alpha}{\text{sh}\alpha} \int f \cdot \exp(\cos \omega_j \alpha) \sin \omega_j d\omega_j d\xi_j, \quad R_i f = \frac{1}{V} \int f \cdot r_i^2 \sin \theta_i dr_i d\theta_i d\varphi_i,$$

где  $\alpha$  – параметр Ланжевена, направления магнитного момента  $\hat{m}_j$  и радиус-вектора частицы  $x_i$  заданы единичными векторами в сферической системе координат

$$\hat{m}_j = (\sin \omega_j \cos \xi_j, \sin \omega_j \sin \xi_j, \cos \omega_j), \quad x_i = (\sin \theta_i \cos \varphi_i, \sin \theta_i \sin \varphi_i, \cos \theta_i).$$

Если в выражении (2) экспоненту, аргументом которой является сумма потенциалов диполь-дипольного взаимодействия, а также логарифм разложить в ряд Тейлора, то получим представление  $\Delta F$  в виде двойного ряда по степеням концентрации и параметра магнитно-дипольного взаимодействия:

$$\Delta F(\alpha, \lambda, \varphi) = -kT \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \varphi^k \lambda^l \beta_{kl}(\alpha).$$

Сгруппируем в данном разложении все слагаемые одинакового порядка по параметру диполь-дипольного взаимодействия и ограничимся второй степенью  $\lambda$  включительно.

$$\Delta F \approx -kT \left[ A + B + C + D - \frac{A^2}{2} \right],$$

$$P = \frac{1}{Q_s} \prod_i R_i \prod_i \Omega_i \exp \left( -\beta \sum_{i<j=1}^N U_s(ij) \right),$$

$$A = P \sum_{i<j=1}^N [-\beta U_d(ij)], \quad (3)$$

$$B = P \sum_{i<j=1}^N \frac{[-\beta U_d(ij)]^2}{2}, \quad (4)$$

$$C = P \sum_{i \neq j \neq k}^N \frac{[-\beta U_d(ij)][-\beta U_d(jk)]}{2}, \quad (5)$$

$$D = \sum_{i \neq j \neq k \neq l}^N \frac{[-\beta U_d(ij)][-\beta U_d(kl)]}{2}. \quad (6)$$



Формула (3) имеет первый порядок по параметру диполь-дипольного взаимодействия  $\lambda$ , а формулы (4), (5) и (6) – второй. Ограничимся в рассмотрении вторым порядком по концентрации феррочастиц  $\varphi$ . Согласно диаграммному методу [2, 3], коэффициенты  $A$ ,  $B$ ,  $C$  и  $D$  могут быть рассчитаны на основе следующих диаграмм (рис. 1).

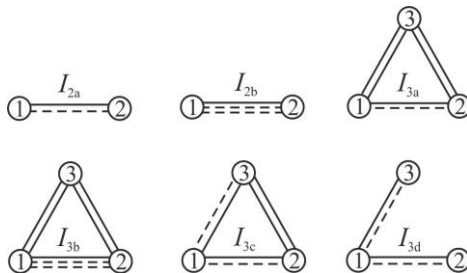


Рис. 1. Двухчастичные и трехчастичные диаграммы, используемые при подсчете свободной энергии дипольных твердых сфер

Двойная сплошная линия в диаграмме соответствует функции Майера  $f_s(ij) = \exp[-\beta U_s(ij)] - 1$  для системы твердых сфер, сплошная линия соответствует комбинации  $\exp[-\beta U_s(ij)] = f_s(ij) + 1$ , одна штриховая линия обозначает  $[-\beta U_d(ij)]$ , две штриховые линии  $[-\beta U_d(ij)]^2 / 2$ .

Слагаемые  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $D$  рассчитываются следующим образом:

$$A(\lambda) = \frac{N(N-1)}{2V} I_{2a} + \frac{N(N-1)}{2V} n I_{3a},$$

$$B(\lambda^2) = \frac{N(N-1)}{2V} \frac{1}{2} I_{2b} + \frac{N(N-1)}{2V} \frac{1}{2} n I_{3b},$$

$$C(\lambda^2) + D(\lambda^2) - \frac{1}{2} [A(\lambda)]^2 = \frac{N^2}{2V} n I_{3c} + \frac{N^2}{2V} n I_{3d} - \frac{N^2}{2V} n [I_{2a}]^2.$$

Усредняя потенциалы взаимодействия, входящие в каждую диаграмму по положению феррочастиц и ориентации их магнитных моментов, затем суммируя получившиеся выражения, учитывая комбинаторные множители, приходим к выражению для вклада диполь-дипольного взаимодействия в свободную энергию системы дипольных твердых сфер  $\Delta F$ :

$$\Delta F = -NkT\phi \left\{ 4\lambda L^2(\alpha) + \frac{4}{3}\lambda^2 \left[ 1 + \frac{L_3^2(\alpha)}{5} \right] \right\} - \quad (7),$$

$$-NkT\phi^2 \left\{ 2\lambda^2 \left[ 1 + \frac{L_3^2(\alpha)}{5} \right] \left( \ln 2 + \frac{1}{6} \right) + 2\lambda^2 L^2(\alpha) \left[ -16L^2(\alpha) - 29\frac{L(\alpha)}{\alpha} + 10 \right] \right\}$$

где  $L(\alpha) = \text{cth}\alpha - \frac{1}{\alpha}$  – функция Ланжевена,  $L_3(\alpha) = 1 - \frac{3L(\alpha)}{\alpha}$ .

### Сравнение с результатами компьютерного эксперимента

Далее, будем сравнивать результаты компьютерного эксперимента [4] по расчету вклада диполь-дипольного взаимодействия в свободную энергию дипольных твердых сфер в отсутствие внешнего магнитного поля:

$$\Delta F_0 = \frac{\Delta F(\alpha = 0)}{-NkT} = \frac{4}{3}\lambda^2\phi + \lambda^2\phi^2 \left( 2\ln 2 + \frac{1}{3} \right) \quad (8).$$

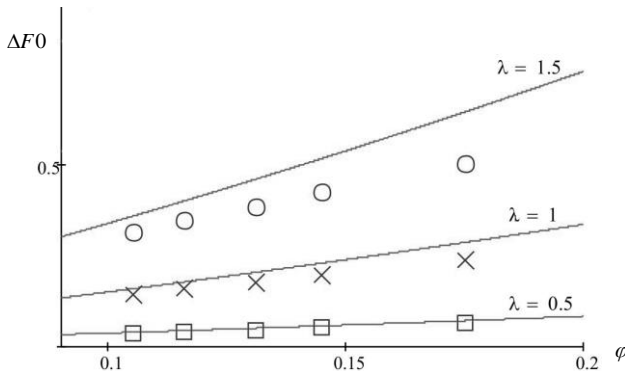


Рис. 2. Сравнение результатов компьютерного эксперимента со значениями  $\Delta F_0(\lambda, \phi)$  при различных  $\lambda$  и  $\phi$

Как видно из рис. 2, аналитическое выражение (8) хорошо согласуется с результатами компьютерного моделирования только при небольших значениях  $\lambda$  ( $\lambda = 0,5$  и  $\lambda = 1$ ). Но, как известно, в реальных жидкостях интенсивность диполь-дипольного взаимодействия не принимает высоких значений, поэтому наш результат можно считать применимым для дальнейшего использования и развития.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина и Министерства образования и науки проект № 2.609.2011.*

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Дж. Гиршфельдер, Ч. Кертисс, Р. Берд. Молекулярная теория газов и жидкостей. – М.: изд-во иностр. лит., 1961. 103 с.
2. Балеску Р. Равновесная и неравновесная статистическая механика – М.: Мир, 1978. т. 1. – 405 с.
3. Елфимова Е.А, Иванов А.О. Парные корреляции в магнитных нанодисперсных жидкостях. // ЖЕТФ 2010, том 137, вып. 5, стр. 1-13.
4. К.-С. Ng, J.P. Valleau, G. M. Torpie, G.N. Patey, Liquid-vapour co-existence of dipolar hard spheres // Molecular Physics, 1979, Vol.38, No.3, 781-788

## НАЧАЛЬНАЯ МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ФЕРРОЖИДКОСТИ. ВЛИЯНИЕ МЕЖЧАСТИЧНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ НЕМАГНИТНОЙ ПРИРОДЫ

**Турышева Е.В., Елфимова Е.А.**

Уральский Федеральный Университет имени первого Президента  
России Б.Н. Ельцина,  
620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19  
e-mail: tais\_kat@list.ru)



Турышева Екатерина Владимировна. Студентка 1 курса магистратуры Уральского Федерального Университета им. Первого Президента России Б.Н. Ельцина (УрФУ). Лаборант-исследователь лаборатории математического моделирования физико-химических процессов в многофазных средах УрФУ.



Елфимова Екатерина Александровна окончила математико-механический факультет Уральского государственного университета им. 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 Федерального Университета им. Первого Президента России Б.Н. Ельцина.

Одной из важнейших характеристик магнитных жидкостей является начальная магнитная восприимчивость  $\chi$ . Для низкоконцентрированных феррожидкостей эта величина совпадает со значением Лангжавена  $\chi_L = nm^2 / 3kT$ , которое имеет линейную зависимость от численной концентрации феррочастиц  $n$ , прямо пропорционально квадрату магнитного момента частиц  $m^2$  и обратно пропорционально тепловой энергии  $kT$ . Для высококонцентрированных феррожидкостей начальная магнитная восприимчивость значительно превышает значение  $\chi_L$ . Это было показано, например, в работе [1].

Для теоретического определения магнитных свойств концентрированных феррожидкостей использовался метод, основанный на связи магнитных характеристик системы феррочастиц с парной корреляционной функцией [2], [3]. Такой подход позволил построить разложение начальной магнитной восприимчивости в виде двойного ряда по степеням концентрации феррочастиц и интенсивности межчастичного диполь-дипольного взаимодействия. Однако, моделируя ферро-

жидкость системой дипольных твердых сфер, не удалось объяснить высокие значения начальной магнитной восприимчивости, описанные в работе [1].

Цель данной работы определить начальную магнитную восприимчивость феррожидкости на основе модели, где немагнитное межчастичное взаимодействие описывается потенциалом «прямоугольная яма».

Для этого, магнитная жидкость моделируется монодисперсной системой дипольных сфер, в которой взаимодействие между частицами  $i$  и  $j$  определяется суммой двух потенциалов  $U_d(ij) + U_s(ij)$ ,

$$U_d(ij) = - \left[ \frac{3(m_i r_{ij})(m_j r_{ij})}{r_{ij}^5} - \frac{(m_i m_j)}{r_{ij}^3} \right],$$

$$U_s = \begin{cases} \infty, & 0 \leq r_{ij} \leq d \\ -U_0, & d < r_{ij} < \sigma \\ 0, & \sigma \leq r_{ij} \end{cases}$$

где  $r_{ij}$  – расстояние между частицами  $i$  и  $j$ ,  $U_d(ij)$  – потенциал диполь-дипольного взаимодействия,  $U_s$  – потенциал «прямоугольная яма»,  $d$  – диаметр частицы,  $\sigma$  и  $U_0$  – параметры потенциальной ямы:  $(\sigma-d)$  – ширина ямы,  $U_0$  – глубина потенциальной ямы. В данной работе полагаем  $2d \leq \sigma \leq 3d$ .

Для определения начальной магнитной восприимчивости был использован диаграммный метод, детально описанный в работах [2-5].

В итоге была получена аппроксимация для начальной магнитной восприимчивости с точностью до  $\chi_L^3$ , которая зависит от размеров потенциальной ямы  $\sigma$  и  $u = \exp(-U_0/kT)$ :

$$\chi(\sigma, u) = \chi_L \left( 1 + \chi_L w_1(\sigma, u) + \chi_L^2 w_2(\sigma, u) + \chi_L^3 w_3(\sigma, u) + \chi_L^2 w_4(\sigma, u) + \chi_L^2 w_5(\sigma, u) \right) \quad (1)$$

где  $w_i$ ,  $i=1..3$  описывают парные корреляции в системе и вычисляются по следующим формулам:

$$w_1(\sigma, u) = \frac{1}{3}, \quad w_2(\sigma, u) = \frac{1}{75} \left( \frac{-u + u\sigma^6 + 1}{\sigma^6} \right),$$

$$w_3(\sigma, u) = \frac{1}{3575} \left( \frac{-u + u\sigma^{12} + 1}{\sigma^{12}} \right).$$

Функции  $w_i$ ,  $i=4, 5$  определяют трехчастичные корреляции:

$$w_4(\sigma, u) = -\frac{1}{144\sigma^6} \left( 36u\sigma^2 - 2u + u^2 + 15u^2\sigma^6 - 18u^2\sigma^2 - \right. \\ \left. - 32u^2\sigma^3 + 32\sigma^3 + 1 - 16\sigma^6 - 18\sigma^2 \right), \\ w_5(\sigma, u) = \beta_1(\sigma, u) + \beta_2(\sigma, u),$$

где

$$\beta_1(\sigma, u) = \frac{(u-1)^2}{168000} v_1(\sigma, u) + \frac{(1-u)}{84000} v_2(\sigma, u) + \frac{71}{24000}, \\ \beta_2(\sigma, u) = \frac{u}{360\sigma^6} (3\sigma^6 \ln 2 - 7\sigma^6 + 16) + \frac{u(u-1)}{120} \ln \left( 2 \frac{(\sigma-1)}{\sigma} \right) - \frac{2}{45\sigma^6} + \\ + \frac{(u-1)}{1440\sigma^6(\sigma+1)^2} (-89\sigma^2 - 124\sigma + 68\sigma^5 + 18\sigma^6 + 12\sigma^7 - 22\sigma^3 + 5\sigma^4 - 62) + \\ + (u-1) \left( \frac{\ln \sigma - \ln(\sigma+1)}{120} \right) + \\ + \frac{u(u-1)}{1440} \frac{(73\sigma^4 - 124\sigma + 89\sigma^2 - 28\sigma^8 + 68\sigma^7 + 62 + 4\sigma^5 - 46\sigma^6 - 86\sigma^3)}{\sigma^6(\sigma-1)^2}, \\ v_1(\sigma, u) = \frac{1}{(\sigma^2-1)^5 \sigma^3} (2240\sigma^{16} - 2016\sigma^{15} - 11200\sigma^{14} + 6377\sigma^{13} + \\ + 22400\sigma^{12} - 1645\sigma^{11} - 22407\sigma^{10} - 16870\sigma^9 + 11235\sigma^8 + 31430\sigma^7 - \\ - 2310\sigma^6 - 14707\sigma^5 + 70\sigma^4 + 3575\sigma^3 - 35\sigma^2 + 7) \\ v_2(\sigma, u) = \frac{-19670\sigma^4 - 8715\sigma^8 - 17430\sigma^6 - 1679 + 1743\sigma^{10} + 7819\sigma^2}{(\sigma^2-1)^5}.$$

Проведём анализ вкладов каждого из слагаемых в итоговую формулу (1). Сначала рассмотрим вклады слагаемых, пропорциональных  $\chi_L^2$ .

Коэффициент  $w_1(\sigma, u)$  является константой и не зависит от параметров потенциальной ямы. Зависимость функций  $w_2(\sigma, u)$ ,  $w_3(\sigma, u)$  от параметра  $\sigma$ , определяющего ширину потенциальной ямы, показана на рис. 1.

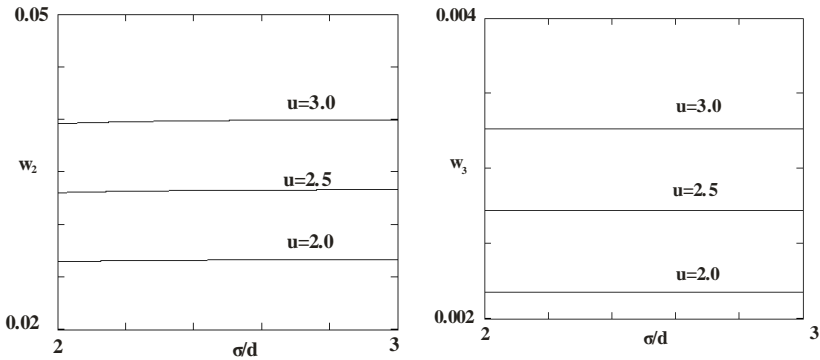


Рис. 1. Графики коэффициентов  $w_2(\sigma, u)$ ,  $w_3(\sigma, u)$  в зависимости от параметров потенциальной ямы.

При увеличении глубины потенциальной ямы  $U_0$  (параметр  $u$  увеличивается), значения коэффициентов  $w_2(\sigma, u)$ ,  $w_3(\sigma, u)$  возрастают, но незначительно. С ростом ширины потенциальной ямы изменения  $w_2(\sigma, u)$ ,  $w_3(\sigma, u)$  очень слабо выражено. Таким образом, главный вклад в магнитную восприимчивость порядка  $\chi_L^2$  дает функция  $w_1(\sigma, u)$ , которая не зависит от параметров потенциальной ямы.

Рассмотрим теперь слагаемые в (1), которые соответствуют коэффициентам порядка  $\chi_L^3$  (т.е. учитываются трёхчастичные корреляции в системе).

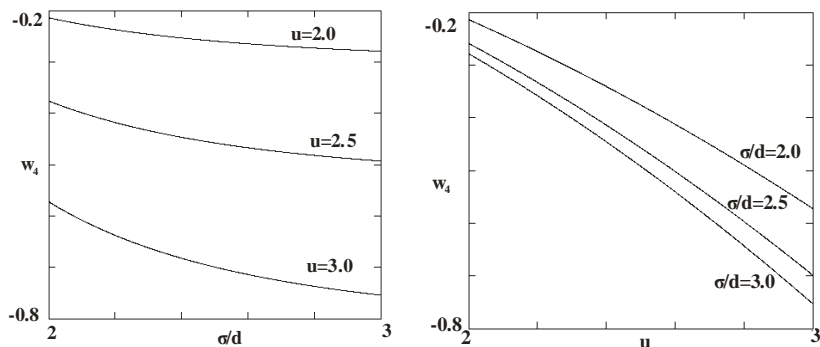


Рис. 2 (а). Графики коэффициентов  $w_4(\sigma, u)$  в зависимости от параметров потенциальной ямы

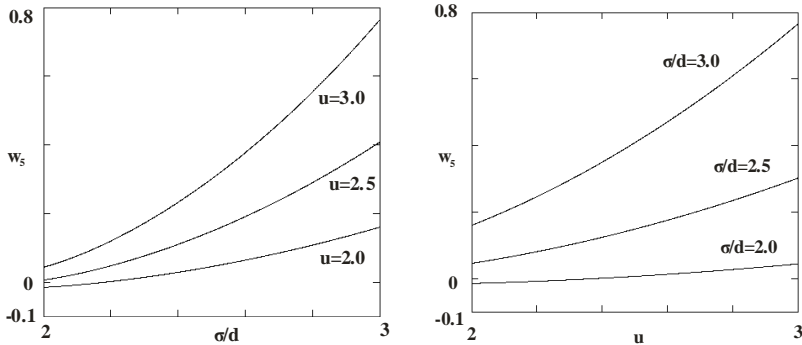


Рис. 2 (b). Графики коэффициентов  $w_5(\sigma, u)$  в зависимости от параметров потенциальной ямы.

Из рис. 2 (a) видно, что коэффициент  $w_4(\sigma, u)$  даёт отрицательный вклад в начальную магнитную восприимчивость для любых значений параметров потенциальной ямы, при этом  $w_4(\sigma, u)$  является монотонно убывающей функцией. Следовательно, слагаемое, связанное с этим коэффициентом, не может объяснить экспериментально наблюдаемое увеличение начальной магнитной восприимчивости.

Функция  $w_5(\sigma, u)$  монотонно возрастает с ростом ширины и глубины потенциальной ямы (рис. 2 (b)) и всегда даёт положительный вклад в начальную магнитную восприимчивость при значениях параметров потенциальной ямы лежащих в окрестности точки  $(\sigma, u) = (3d, 3)$

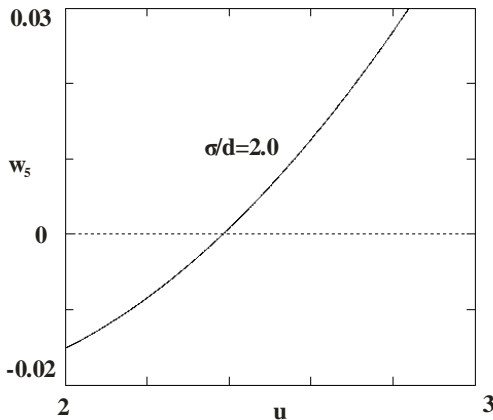


Рис. 3. График функции  $w_5(\sigma, u)$  в области смены знака



На рис. 3 детально изображена область, где происходит смена знака функции  $w_5(\sigma, u)$ . Такое поведение  $w_5(\sigma, u)$  означает, что только при условии, что значения параметров потенциальной ямы лежат в окрестности точки  $(\sigma, u) = (3d, 3)$ , возможен всплеск начальной магнитной восприимчивости.

На рис. 4. показан график начальной магнитной восприимчивости (1) как функции параметра диполь-дипольного взаимодействия при различных параметрах потенциальной ямы. Резкий рост наблюдается при  $\sigma/d = 2.9, u = 3$ . Это дает основания говорить о необходимости учитывать немагнитные межчастичные взаимодействия для объяснения экспериментально наблюдаемой высокой начальной восприимчивости феррожидкости.

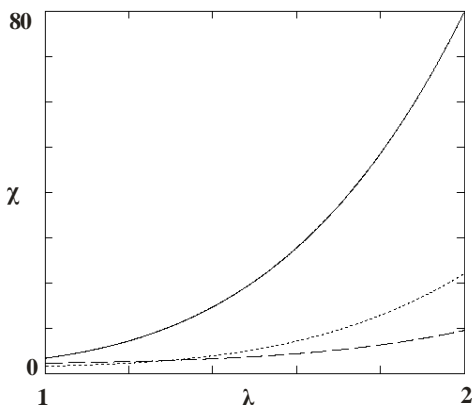


Рис. 4. Начальная магнитная восприимчивости в зависимости от параметра диполь-дипольного взаимодействия  $\lambda$ , при фиксированной объёмной концентрации  $\phi = 0,3$ , при разных параметрах потенциальной ямы:  $\sigma/d = 2,9, u = 3$  (сплошная линия);  $\sigma/d = 2,8, u = 2$  (пунктирная линия);  $\sigma/d = 2,7, u = 2,5$  (точечная линия);

*Работа выполнена при финансовой поддержке Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина (грант № 2.1.2.1/3) и Министерства образования и науки проект № 2.609.2011.*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. A.F. Phenichnikov, A.V. Lebedev Low-temperature susceptibility of concentrated magnetic fluid // J. Chem. Phys. -2004.-121.

2. Елфимова Е.А., Ефимова В.А., Иванов А.О., Турышева Е.В. Начальная восприимчивость концентрированной магнитной жидкости // Сб. трудов 14 международной Плесской научной конференции по нанодисперсным магнитным жидкостям, ИГЭУ, Плёс.-2010.

3. Елфимова Е.А., Иванов А.О., Турышева Е.В. Магнитные свойства концентрированных феррожидкостей. Влияние межчастичных корреляций // Сб. трудов XVII Зимней школы по механике сплошных сред, Уральское отделение РАН, Пермь.-2011.

4. Р. Балеску Равновесная и неравновесная статистическая механика т. 1, -М: Мир.

5. Елфимова Е.А., Иванов А.О. Парные корреляции в магнитных нанодисперсных жидкостях // ЖЭТФ. -2010.-137.

## МЕТОДЫ АНАЛИЗА ДАВЛЕНИЯ В СИСТЕМАХ ДИПОЛЬНЫХ МЯГКИХ И ТВЕРДЫХ СФЕР

**Минина Е.С., Крутикова Е.В., Канторович С.С.**

Уральский федеральный университет

620000, г. Екатеринбург, ул. Ленина 51. Факс: 8-343-3507401.

e-mail: Ekaterina.Krutikova@usu.ru



Канторович Софья Сергеевна, кандидат физико-математических наук (2004). Имеет более 40 научных публикаций. Доцент кафедры математической физики Уральского федерального университета. Научно-исследовательская работа связана с теоретическим описанием микроструктуры магнитных жидкостей. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей неоднократно поощрялась российскими и зарубежными грантами.



Крутикова Екатерина Владимировна является доцентом кафедры механики и математического моделирования математико-механического факультета Уральского федерального университета. В 2010 г. ею защищена диссертация по теме «Термодинамические и структурные свойства ферроколлоидов» Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами правительства РФФИ, Федерального Агентства по образованию, ИНТАС, гр. Президента РФ.



Минина Елена Сергеевна, аспирант кафедры математической физики, математико-механического факультета Уральского федерального университета. Исследовательская работа связана с математическим моделированием жидкостей со сложными межчастичными взаимодействиями, теория вириального разложения.

### Введение

Теоретическое моделирование микроструктуры магнитных жидкостей – устойчивых взвесей магнитных однодоменных частиц в немагнитных жидких носителях – основывается, как правило, на представлении магнитных частиц твердыми или мягкими дипольными сферами. Другими словами, взаимодействиями, определяющими микро свойства системы являются магнитное диполь-дипольное взаимодействие (1) и стерическое отталкивание представимое в форме Вика-Чендлера-Андерсена (2) [1] для мягких сфер и в форме (3) для твердых сфер [2]:

$$U_a(ij) = - \left[ 3 \frac{(\vec{m}_i \cdot \vec{r})(\vec{m}_j \cdot \vec{r})}{|\vec{r}|^5} - \frac{(\vec{m}_i \cdot \vec{m}_j)}{|\vec{r}|^3} \right], \quad (1)$$

$$U_{wCA}(r) = \begin{cases} 4\varepsilon \left[ \left(\frac{d}{r}\right)^{12} - \left(\frac{d}{r}\right)^6 \right] + \varepsilon, & r < d_c \\ 0, & r \geq d_c \end{cases}, \quad (2)$$

$$U_{HS}(r) = \begin{cases} \infty, & r < d \\ 0, & r \geq d \end{cases} \quad (3)$$

где  $m_i$  и  $m_j$  – магнитные моменты частиц  $i$  и  $j$ , а  $\vec{r}$  – вектор, соединяющий центры двух частиц;  $\varepsilon$  – энергетическая характеристика потенциала,  $d$  – диаметр частицы,  $d_c$  – критическое расстояние, которое в потенциале (2), вообще говоря, может отличаться от диаметра твердой частицы  $d$ .

В данной работе мы анализируем давление модельной магнитной жидкости в объеме. Используя компьютерный эксперимент и метод диаграммных разложений, предложенный в [3], мы изучаем влияние микроструктуры образца на давление системы, определяем влияние стерического взаимодействия на изменения давления как функции плотности. Дополнительно мы проводим анализ границ применимости диаграммных разложений, а также предлагаем оценки для давления феррожидкости с цепочечными агрегатами.

Важным фактором, во многом определяющем микроструктуру магнитных жидкостей, является геометрия образца. Как было показано ранее [4], в двумерном слое возможно формирование качественно новых структур. Здесь мы проводим дополнительное исследование: в компьютерном эксперименте считаем давление тонкого квазидвумерного слоя дипольных частиц. Данный опыт позволяет нам оценить, как изменяется связь давление-микроструктура при изменении формы образца.

В третьем подразделе нашей работы мы вычисляем давление модельной бидисперсной феррожидкости как пространственно однородной, так и с цепочками, чтобы проанализировать влияние полидисперсности. Использование бидисперсной аппроксимации обусловлено ранее полученными результатами [5]. На данном этапе мы также активно сравниваем теоретические предсказания с данными компьютерного моделирования.

### Компьютерный эксперимент

Компьютерный эксперимент проводился методом молекулярной динамики в среде ESPResSo [6]. Магнитная жидкость моделировалась мягкими дипольными сферами. Для моделирования системы в термодинамическом равновесии использовались периодические граничные условия, то есть в симуляционную ячейку размещалось  $N$  частиц (длина стороны симуляционной ячейки определяется желаемой плотностью и числом  $N$ ), а затем данная ячейка бесконечное число раз реплицировалась во всех трех направлениях. Так как нас интересовало давление для моно- и бидисперсных систем в двумерных и трехмерных образцах для различных концентраций и интенсивностей дипольного взаимодействия, нами были проведены несколько серий компьютерных экспериментов. Для монодисперсного случая параметр диполь-дипольного взаимодействия, характеризующий отношение диполь-дипольного взаимодействия к тепловой энергии, варьировался от 0.7 до 4, то есть свойства жидкости изменялись от практически идеального суперпарамагнитного газа до феррожидкости с активно образующимися цепочечными агрегатами. Для двумерного случая параметр дипольного взаимодействия выбирался аналогичным образом. Концентрации варьировались от 0.005 до 0.1. В бидисперсном случае, для пространственно однородной системы выбиралась жидкость с параметрами взаимодействия мелких частиц порядка 0.7, а для крупных – порядка 2.5. Полная концентрация в бидисперсном случае изменялась от 0.05 до 0.13, при этом для каждой из полных концентраций варьировалась доля крупных и мелких частиц для анализа полидисперсности.

Вычисление давления в компьютерном эксперименте традиционно производится с использованием теоремы вириала [7], однако, для нецентрального взаимодействия (1) для вычисления давления необходима добавка, связанная с потенциальной энергией.

Нами был написан модуль, позволяющий вычислять давление, с учетом поправок на магнитное диполь-дипольное взаимодействие.

Вычисления проводились на компьютерном кластере университета г. Штутгарта.

### Теория

Для вычисления давления в случае малых параметров диполь-дипольного взаимодействия можно использовать так называемое диаграммное разложение. Другими словами, основной вклад в давление оказывают стерические взаимодействия в системе, а магнитное диполь-дипольное взаимодействие может рассматриваться как возмущение

ние. Руководствуясь этим принципом, мы рассчитываем парную корреляционную функцию, через которую вычисляем давление.

### Результаты и выводы

На рис. 1 представлена зависимость давления модельной монодисперсной системы от объёмной доли магнитных частиц для различных значений параметра дипольного взаимодействия, вычисленная в компьютерном эксперименте. Из рисунка видно, что давление убывает с ростом интенсивности дипольного взаимодействия. Также легко видеть, что для наименьшего значения параметра дипольного взаимодействия давление совпадает с давлением системы мягких сфер (сплошная линия), т.е. диполь-дипольное взаимодействие для этого случая не играет значительной роли.

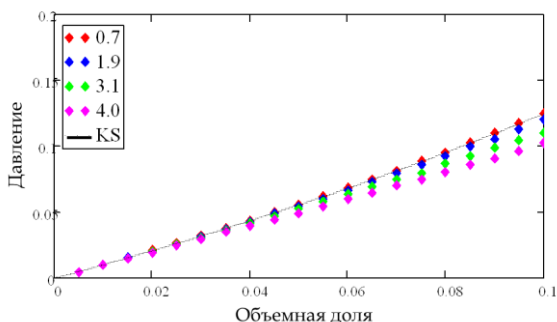


Рис. 1. Давление как функция объёмной доли магнитных частиц для различных параметров дипольного взаимодействия. Сплошная линия соответствует давлению, вычисленному в приближении Карнагана-Старлинга для мягких сфер [8]

На рис. 2 а-в представлено сравнение давления как функции объёмной доли феррочастиц для трех различных параметров диполь-дипольного взаимодействия (рис. 2а, параметр равен 1; рис. 2б – 1.9; рис. 2в – 4). Сплошная линия соответствует предсказанию диаграммного разложения, точками представлен компьютерный эксперимент. Видно, что для дипольного взаимодействия порядка тепловой энергии (рис. 2а), диаграммное разложение отлично описывает внутреннее давление системы. Для следующего рисунка (б) при достаточно малых концентрациях диаграммное разложение также является хорошим приближением, однако, при более высоких концентрациях возникают расхождения. На рис. 2в очевидным образом модель пространственно однородной магнитной жидкости оказывается неадекватной. Другими словами, по внутреннему давлению системы также можно составить

представление о микроструктуре. Отметим, однако, что как любая макроскопическая характеристика системы, давление дает лишь интегральное представление о внутренней структуре и любые попытки интерпретации экспериментальных измерений должны сопровождаться компьютерным экспериментом и теоретическим моделированием.

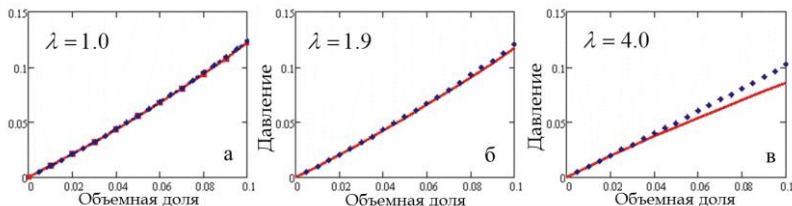


Рис. 2. Давление как функция объемной доли магнитных частиц. Сплошная линия – результат теоретических расчетов методом диаграммного разложения для мягких сфер, точки – данные компьютерного эксперимента. (а) для параметра  $\lambda=1$ ; (б) для параметра  $\lambda=1,9$ ; (в) для параметра  $\lambda=4$ .

Давление феррожидкости оказывается достаточно чувствительным к интенсивности межчастичного взаимодействия, геометрии образца и его полидисперсности. Проведенные нами исследования показывают, что по измеренному в эксперименте давлению, при использовании аккуратного метода анализа, можно сделать выводы о микроструктуре исследуемой жидкости.

Работа проведена при финансовой поддержке грантов Президента Российской Федерации (гр. № МК-2221.2011.2) и Уральского Федерального Университета. Исследование также частично поддержано Министерством образования и науки Российской Федерации (№ 2.609.2011).

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. J. D. Weeks, D. Chandler, and H. C. Andersen, J. Chem. Phys. 54, 5237 (1971);
2. R. Balesku, Equilibrium and Nonequilibrium Statistical Mechanics, Wiley, New York, 1975;
3. E.A. Elfimova, A.O. Ivanov, Pair correlations in magnetic nanodispersed fluids, J. Exp. Theor. Phys. 111 (2010) 146-156;
4. S. Kantorovich, J. J. Cerdà and C. Holm, Phys. Chem. Chem. Phys. 10, 1883 (2008);
5. A. Ivanov, S. Kantorovich, Phys. Rev. E. 70, 021401-01 (2004);
6. <http://espressomd.org/>
7. M. P. Allen and D. J. Tildesley, Computer Simulation of Liquids, Oxford Science Publications, Clarendon Press, Oxford, 1st edn, (1987).
8. D.M. Heyes, H. Okumura, J. Chem. Phys., 124, 164507 (2006).

## КЛАСТЕРНЫЙ АНАЛИЗ ФРАКЦИЙ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ, ПОЛУЧЕННЫХ ЦЕНТРИФУГИРОВАНИЕМ

**Лахтина Е.В.**

Институт механики сплошных сред УрО РАН,  
614013, г. Пермь, ул. Королева, 1. тел. 8(342)237-83-25  
e-mail: laek@icmm.ru

### **Введение**

Магнитными жидкостями (феррожидкостями, ферроколлоидами) называются нанодисперсные устойчивые коллоидные растворы ферро- или ферримагнитных частиц в немагнитном жидком носителе. В обычных условиях такие растворы не расслаиваются и сохраняют свою однородность благодаря малому размеру частиц (то есть их способности участвовать в броуновском движении) и мерам, предупреждающим коагуляцию и укрупнение частиц: ионной или сурфактантной стабилизации. Наличие в магнитном коллоиде агрегатов или крупных частиц может сыграть роль дестабилизатора, если жидкость подвергается длительному воздействию неоднородных полей. Но реальные условия работы устройств, в которых магнитная жидкость используется как рабочее тело, часто подразумевают ее расположение именно в области неоднородного поля. Именно по этим причинам показания таких приборов с течением времени изменяются, а, значит, магнитожидкостные измерительные устройства не получают пока широкого применения в науке, технике и на производстве.

Процесс центрифугирования – это один из важных этапов приготовления магнитных жидкостей. Он используется как для очистки полуфабриката жидкости от немагнитных примесей, случайно образовавшихся крупных частиц и агрегатов, так и для получения жидкости с заданным распределением частиц по размерам. Данная работа является частью экспериментального исследования, посвященного проблеме массопереноса в ферроколлоиде при центрифугировании, то есть при длительном воздействии сильного гравитационного поля. Результаты таких исследований могут быть использованы при синтезе магнитных коллоидов, приспособленных к условиям работы в магнитожидкостных датчиках.



### Детали эксперимента

Были исследованы две разных по дисперсному составу, но близких по плотности магнетитовых жидкости, стабилизированных олеиновой кислотой. В качестве жидкости-носителя в обоих случаях использовался керосин. Плотности исходных жидкостей равнялись  $1,05 \text{ г/см}^3$  (далее обозначим как МЖ-1) и  $1,04 \text{ г/см}^3$  (далее МЖ-2). Опыты проводились на стандартной лабораторной центрифуге. На основании информации о скорости седиментационных процессов, полученной в [1], для данного этапа исследований были выбраны следующие параметры центрифугирования:

- угловая скорость вращения 3000 об/мин, что в условиях эксперимента соответствовало значению обратной высоты барометрического распределения 210;

- время центрифугирования подбиралось так, чтобы на профиле концентрации частиц можно было выделить плато в средней части столба жидкости. Таким образом, опыты проводились в течение пяти часов.

Затем пробирки с магнитной жидкостью извлекались из центрифуги и производился отбор фракций. Исходный объем жидкости разделялся на три части: первая фракция – верхняя четверть объема, вторая – две четверти объема из середины пробирки, третья – нижняя

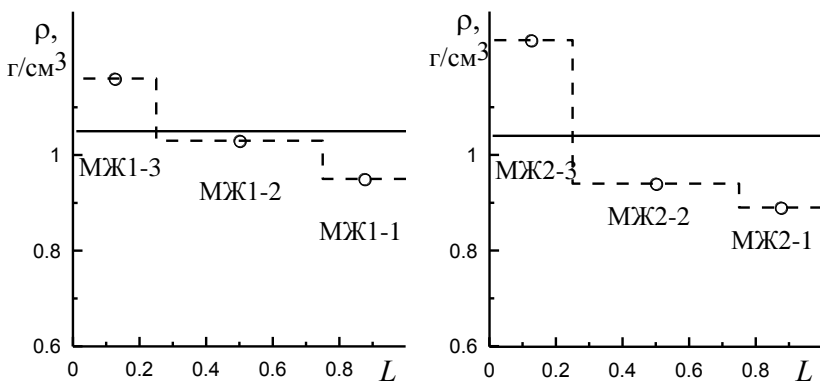


Рис. 1. Схема зависимости плотности от расположения фракции.  
 Точки – значения плотности для фракции, сплошная линия – плотность исходной жидкости, пунктирные линии указывают на границы фракций.  
 $L$  – безразмерная высота

четверть объема. Нерастворенный осадок оставался в пробирке и не участвовал в дальнейших измерениях.

Измерения кривых намагничивания и магнитогранулометрический анализ проводились по методике [2]. Кластерный анализ основан на измерениях начальной магнитной восприимчивости и подробно описан в [3]. Вязкость жидкостей получена экстраполированием данных [4], где были исследовалась более плотная магнитная жидкость. Экстраполяция проводилась по формуле Чонга [5].

### Результаты и выводы

На рис. 1 и 2 представлены схематичные изображения изменения плотности и начальной статической восприимчивости магнитной жидкости в зависимости от расположения фракции (индексы 1, 2 и 3 соответствуют верхней, центральной и нижней фракциям). Несмотря на равные условия центрифугирования и практически одинаковую плотность исходных жидкостей процесс расслоения ферроколлоида МЖ2 происходил быстрее. Очевидно, что это было связано с различиями во внутренней структуре исходных образцов.

По данным магнитогранулометрического анализа для всех ис-

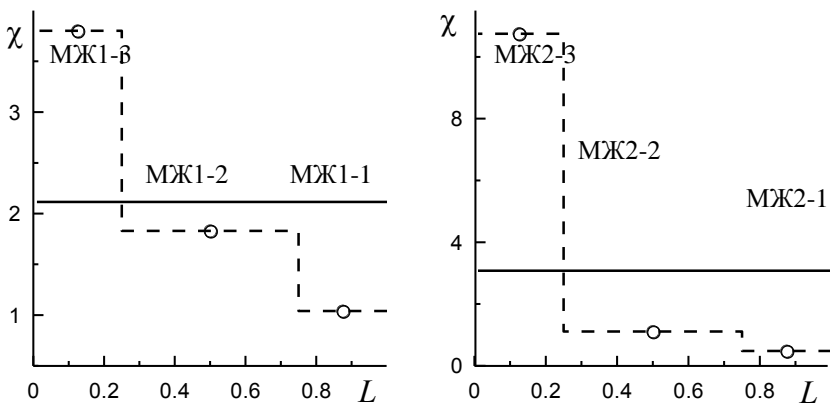


Рис. 2. Схема зависимости начальной восприимчивости от расположения фракции. Точки – значения восприимчивости для фракции, сплошная линия – восприимчивость исходной жидкости, пунктирные линии указывают на границы фракций.  $L$  – безразмерная высота

следованных жидкостей определены средний диаметр частиц и ширина их распределения по размерам. Дисперсный состав аппроксимировался  $\Gamma$ -распределением:

$$f(x) = \frac{(x/x_0)^\alpha \exp(-x/x_0)}{x_0 \Gamma(\alpha + 1)}$$

где  $x_0$  и  $\alpha$  – параметры, которые определяются в ходе магнитогранулометрического анализа.

На рис. 3 представлены полученные дисперсионные кривые. Как и следовало ожидать, наблюдается тенденция к более широкому распределению в нижних фракциях по сравнению с остальными. Во второй магнитной жидкости эта тенденция выражена сильнее, так как распределение частиц исходного образца по размерам было шире ( $\alpha = 6,36$ ), чем в первой жидкости ( $\alpha = 10,53$ ).

Кластерный анализ проводился по дисперсионным кривым начальной магнитной восприимчивости при комнатной температуре. Следует отметить, что в случае сильно разбавленных ферроколлоидов этот метод не обладает достаточной чувствительностью к присутствию квазисферических агрегатов. Но даже на данном этапе опытов они обнаружены в малом количестве в нижних фракциях обеих жидкостей. Так, 3% частиц агрегировано в МЖ1 и 5% – в МЖ2. При этом результаты анализа исходных жидкостей не позволяют говорить о наличии в них агрегатов с уверенностью. В данный момент для уточнения результатов проводятся опыты при пониженной температуре и опыты с более длительным центрифугированием.

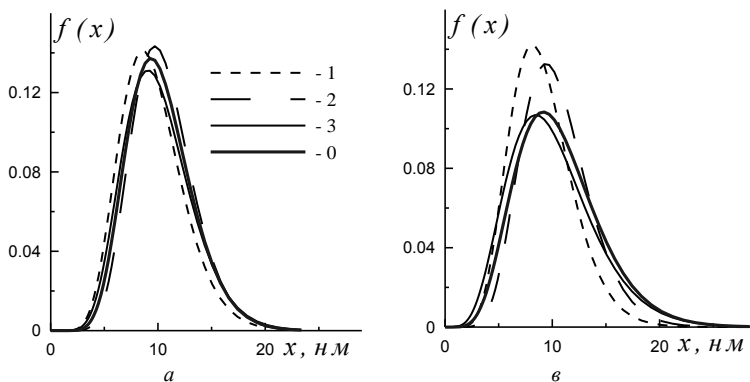


Рис. 3. Распределение частиц по размеру (рис. а – МЖ1, рис. б – МЖ2). Номер графика соответствует номеру фракции, 0 – исходная магнитная жидкость

Оба метода анализа показали, что средний диаметр одиночных частиц (не входящих в квазисферические агрегаты) увеличивается с номером фракции. То есть в придонных слоях содержатся более крупные частицы, чем в приповерхностных. Например, для жидкости МЖ2 средний диаметр частиц верхней фракции (8,99 нм) на треть меньше, чем нижней (13,7).

Результаты кластерного анализа оказываются в целом заниженными по сравнению с магнитогранулометрией. Расхождение составило от 5% до 25%. Причины такого расхождения проясняются.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 10-01-96038-р\_урала, 10-02-96022-р\_урал\_a).*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Лахтина Е.В. // III Всероссийская научная конференция «Физико-химические и прикладные проблемы магнитных и дисперсных наносистем». Сборник научных трудов. 2011. С. 53.
2. Pshenichnikov A.F., Mekhonoshin V.V., Lebedev A.V. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1996. V. 161. P. 94-102.
3. Лахтина Е.В., Пшеничников А.Ф. // Коллоидный журнал. 2006. Т. 68, N 3. С. 327-337.
4. Лахтина Е.В. // Дисс. ... канд. физ.-мат. наук. Пермь: Институт механики сплошных сред УрО РАН, 2008.
5. Chong J.S., Christiansen E.B., Baer A.D. // J. Appl. Polym. Sci. 1971. V. 15. P. 2007.

## МАГНИТНЫЕ ЖИДКОСТИ С АНИЗОТРОПНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

**Пьянзина Е.С.**

Уральский федеральный университет  
620000, г. Екатеринбург, ул. Ленина 51. Факс: 8-343-3507401,  
e-mail: Elena.Pyanzina@usu.ru



Пьянзина Елена Сергеевна является ассистентом кафедры математической физики, математико-механического факультета Уральского федерального университета. Имеет около 40 публикаций, в том числе 8 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.

В последнее время ведется активное изучение магнитных жидкостей с частицами, форма которых отличается от сферической. Примерами таких частиц служат магнитные эллипсоиды [1] и цилиндры (стержни) [2]. В силу анизотропии формы такие частицы приобретают новые, необычные свойства, которые будут влиять на свойства системы в целом. В настоящей работе представлено исследование основное состояние систем с анизотропными магнитными монодисперсными частицами.

### Наноцилиндры

Основное состояние – это наиболее вероятная структура из частиц при  $T=0K$ , когда в системе отсутствуют тепловые флуктуации и магнитное диполь-дипольное взаимодействие является преобладающим. Для его расчета необходимо посчитать энергию взаимодействия двух магнитных цилиндров в зависимости от ориентации их магнитных моментов (“голова-хвост” или “антипараллельная ориентация”) и соотношения между осями цилиндра. На рис. 1,а и 1,б приведены соответственно цилиндр и ориентации магнитных моментов.

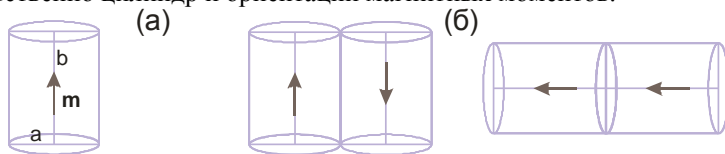


Рис. 1. Магнитные цилиндры

Для этого используется потенциал магнитного диполь-дипольного взаимодействия:

$$U_d(ij) = - \left[ 3 \frac{\langle \mathbf{m}_i, \mathbf{r} \rangle \langle \mathbf{m}_j, \mathbf{r} \rangle}{r^5} - \frac{\langle \mathbf{m}_i, \mathbf{m}_j \rangle}{r^3} \right], \quad \mathbf{r} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j. \quad (1)$$

Здесь  $r$  это радиус-вектор, соединяющий центры частиц,  $\mathbf{m}_{i(j)}$  – магнитные моменты. Магнитный момент цилиндра – это его объем, умноженный на намагниченность насыщения материала, из которого он изготовлен. Исходя из формулы (1) и геометрии расположения цилиндров можно записать выражения для их магнитной энергии:

$$U_{h-to-t} = -2M^2 a^3 z, \quad U_{anti} = -2M^2 a^3 \frac{1}{z^2}, \quad M = M_{sat} \frac{\pi}{4}.$$

После этого можно переходить к анализу энергий, которые изображены на рис. 2. На данном рисунке видно, что существует критическая точка, в которой происходит смена преобладающей пространственной конфигурации. При малых  $z$  (цилиндры сильно вытянуты вдоль оси, на которой расположен магнитный момент) преобладает антипараллельная ориентация магнитных моментов, а когда цилиндры становятся подобны плоским таблеткам, выгодна ориентация магнитных моментов “голова-хвост”, которая характерна для сферических частиц.

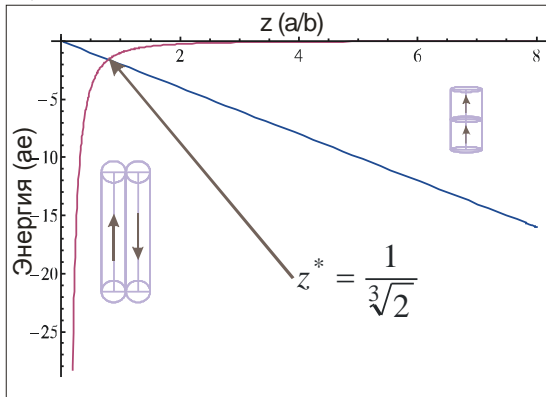


Рис. 2. Энергия пары магнитных цилиндров

Проанализируем теперь основное состояние системы из трех цилиндров. Будем рассматривать область  $0 < z < z^*$ . При  $z > z^*$  основным состоянием системы из 3 частиц будет цепочка, так как именно она является основным состоянием для трех сфер [3]. Для вычисления полной магнитной энергии необходимо посчитать энергию трех пар

цилиндров. Для расчет необходимо рассмотреть три конфигурации (см. Рис. 3). Запишем полную энергию для каждой из них:

$$(a) \quad U_{dd} = M^2 a^3 \frac{1}{z^2} \left( \frac{1}{8} + 2 \left[ 2 \sin^2 \varphi - 1 \right] \cos^3 \varphi \right),$$

где  $\varphi$  характеризует сдвиг второго цилиндра относительно остальных.

$$(б) \quad U_{dd} = M^2 a^3 \frac{1}{z^2} \left( -1 - \frac{\left[ 3 \sin^2 \varphi - 1 \right] \cos^3 \varphi}{8} + \left[ 3 \sin^2 \psi - 1 \right] \cos^3 \psi \right),$$

где  $\varphi$  и  $\psi$  характеризует сдвиг третьего цилиндра относительно остальных.

$$(в) \quad U_{dd} = -\frac{15}{8} M^2 a^3 \frac{1}{z^2}.$$

На рис. 3 представлена энергия всех трех конфигураций. Проведенный анализ показал, что основным состоянием системы из трех магнитных цилиндров будет чередование антипараллельной ориентации магнитных моментов без всяких сдвигов.

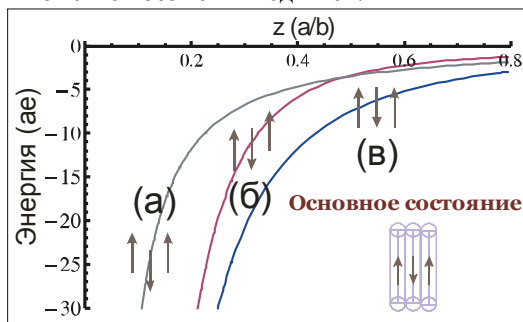


Рис. 3. Энергия трех магнитных цилиндров

### Нанозллипсоиды

Рассматривалась система эллипсоидов вращения с характерной особенностью — магнитный момент всегда был направлен по короткой оси эллипсоида. Такой выбор геометрии был обусловлен работой [1], в которой исследовались именно такие частицы. Необходимо было понять, какая конфигурация будет основным состоянием системы в зависимости от соотношения между полуосями эллипсоида.

На рис. 4 приведена геометрия частиц (а) и возможные конфигурации основного состояния (б). В силу того, что рассматриваемые частицы это эллипсоиды вращения, то у них есть только две полуоси. Также, необходимо заметить, что для данных систем рассматривался

тонкий слой, поэтому центры всех частиц лежат в одной плоскости, а магнитные моменты могут вращаться. Следуя работе [3], для конфигурации “кольцо”, были приняты следующие предположения:

- кольцо идеальное,
- в его основе – правильный многоугольник, в вершинах которого расположены эллипсы,
- моменты частиц направлены по касательным к правильному многоугольнику.

(а)



$a, b$  – полуоси,  $m$  – магнитный момент,  $z=b/a$

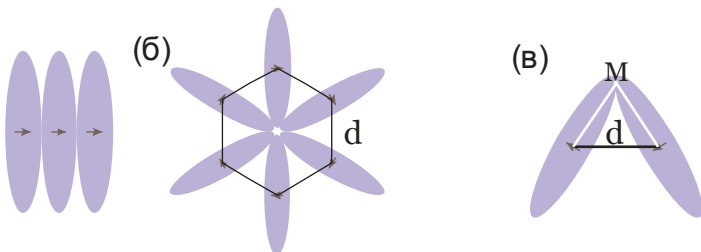


Рис. 4. Магнитные эллипсы

Для того чтобы понять, какая структура - цепочка или кольцо будет основным состоянием необходимо вычислить и сравнить их энергии. Для этого нужно посчитать взаимодействия всех частиц со всеми и просуммировать их. Для цепочек это более простая задача и полная энергия системы выглядит следующим образом:

$$U_{chain}(n) = -2 \frac{m^2}{(2a)^3} (nH_n^3 - H_n^2),$$

где  $H_n^i$  – обобщенное гармоническое число.

Чтобы вычислить энергию кольца необходимо найти сторону правильного многоугольника в зависимости от количества частиц в нем. Для этого необходимо вычислить координаты центра двух соседних эллипсов (это уже именно эллипсы, так как работа ведется в плоскости). Выберем систему координат так, чтобы она проходила через центр одного из эллипсов. Тогда для каждого из них можно будет записать параметрические уравнения. Будем искать координаты точки



касания эллипсов (см. рис. 4,в) из решения следующей системы уравнений:

- координаты  $x$  и  $y$  для двух эллипсов в точке  $M$  совпадают,
- угловые коэффициенты для касательных к обоим эллипсам в точке  $M$  совпадают,
- расстояния от точки  $M$  до центров эллипсов совпадают.

Из решения данной системы можно получить длину стороны многоугольника в зависимости от соотношения полуосей эллипса и числа эллипсов. После этого можно записать энергию для кольца:

$$U_{ring}(n) = -\frac{m^2}{d^3} n \sin^3\left(\frac{\pi}{n}\right) \left\{ \left[ \sum_{k=1}^{(n-1)/2} \frac{\cos^3\left(\frac{\pi k}{n}\right)}{\sin^3\left(\frac{\pi k}{n}\right)} + \frac{1}{2} \operatorname{mod}(n+1, 2) \right] \right\}.$$

Для проверки алгоритма вычисления стороны многоугольника была рассмотрена система сфер (эллипсоидов, у которых  $a = b$ ). В этом случае вычисление данного расстояния не составляет труда. Аналитические выражения и полученная из решения величина  $d$  полностью совпали. После этого можно переходить к анализу основного состояния системы эллипсоидов. На рис. 5 приведены энергии кольца и цепочки как функции числа частиц в них для разных соотношений полуосей. Из рисунков видно, что чем больше соотношение осей (чем больше эллипсоид отличается от сферы), тем больше частиц надо, чтобы кольцо стало преобладающей структурой. Это принципиально отличается от системы сфер, где такой переход всегда происходил для четырех частиц (начиная с четырех частиц преобладающая структура – кольцо [3]).

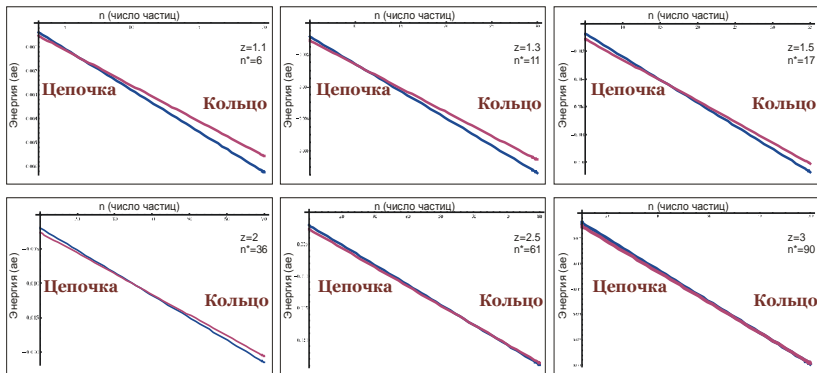


Рис. 5. Энергия системы магнитных эллипсоидов

Обширная дискуссия с А. Филипсом (Университет г. Утрехта, Голландия), группой которого и были синтезированы такие эллипсоиды, показала, что и в экспериментах для того, чтобы эллипсоиды замкнулись в кольцо, необходимо большое количество частиц. Это полностью согласуется с полученными теоретическими результатами.

Таким образом, было показано, что анизотропия формы магнитных частиц может сильно изменять различные свойства магнитной жидкости. Имея то же самое количество магнитного материала, но изменяя форму частиц, можно добиться новых интересных эффектов по сравнению с обычной магнитной жидкостью.

Следующим шагом исследования будет изучение основного состояния системы наноцилиндров и эллипсоидов в трехмерном пространстве, а также изучение термодинамических свойств системы.

*Работа проведена при финансовой поддержке гранта Уральского Федерального Университета для молодых ученых. Исследование также частично поддержано Министерством образования и науки Российской Федерации (№ 2.609.2011).*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Sacanna S. et al, "Fluorescent monodisperse silica ellipsoids for optical rotational diffusion studies", *Langmuir* **22** (2006) 1822-1827
2. Günter A. et al, "Rotational diffusion of magnetic nickel nanorods in colloidal dispersions", *Journal of Physics: Condensed Matter* **23** (2011) 325103 (14pp)
3. Т.А. Прокопьева, В.А. Данилов, С.С. Канторович Микроструктура основного состояния тонкого слоя магнитной жидкости *ЖЭТФ* 140 (3) (2011) 499-515.

## СТРУКТУРНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ТОНКОГО СЛОЯ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В ПОСТОЯННОМ И ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

**Кожевников В.М., Ларионов Ю.А., Чуенкова И.Ю.,  
Морозова Т.Ф.**

Северо-Кавказский Государственный Технический Университет  
355029, г. Ставрополь, проспект Кулакова 2, Факс: (8652)95-68-08;  
e-mail: [larionov@ncstu.ru](mailto:larionov@ncstu.ru)



Кожевников Владимир Михайлович – заведующий кафедрой ТОЭ СевКавГТУ, доктор технических наук, профессор. Автор более 130 научных работ. Область научных интересов – магнитные жидкости.



Ларионов Юрий Анатольевич – доцент кафедры ТОЭ СевКавГТУ, кандидат технических наук. В 2004 присвоено ученое звание доцента. Имеет более 50 публикаций. Область научных интересов – электрокинетические явления в коллоидных системах.



Чуенкова Ирина Юрьевна – доктор физико-математических наук, профессор кафедры ТОЭ СевКавГТУ. Имеет более 50 научных публикаций. Область научных интересов – электрофизические свойства магнитных жидкостей.



Морозова Татьяна Федоровна – доцент кафедры ТОЭ СевКавГТУ, кандидат физико-математических наук. Имеет более 40 публикаций. Область научных интересов – электрофизические свойства магнитных жидкостей.

Явления структурирования, поляризации и электропроводности в магнитной жидкости, как высокодисперсной коллоидной системы, взаимосвязаны. Основным механизмом структурирования в магнитной жидкости под воздействием электрического поля являются поляризационные процессы. В работе исследуется структурообразование в тонком слое магнитной жидкости (МЖ) и влияние на него размерного фактора электрода при воздействии постоянного или переменного электрического поля низкой частоты. Для наблюдений была использована плоскопараллельная стеклянная ячейка с электропроводящим покрытием  $In_2O_3SnO_2$  в виде матрицы размером  $2 \times 2$  мм (рис. 1).

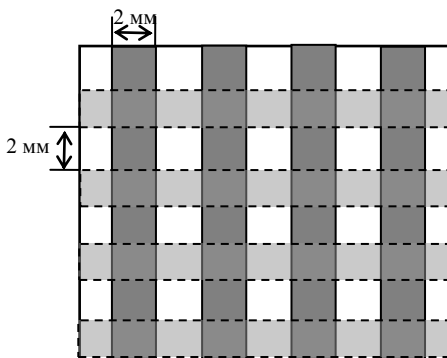


Рисунок 1—Система матричных электродов

Толщина слоя МЖ с концентрацией твердой фазы в 4 % составляла 10... 25 мкм. Все наблюдения и фотосъемку структуры вели в проходящем свете. На жидкость воздействовали постоянным или переменным электрическим полем, подавая электрическое напряжение на электроды ячейки. Источником переменного синусоидального напряжения служил генератор низкочастотных сигналов ГЗ-118. Напряжение повышали и выдерживали ячейку при каждом фиксированном его значении несколько минут, вплоть до прекращения видимых изменений микрокартины структуры в слое жидкости.

Воздействие постоянного и переменного электрического поля приводит к появлению в тонком слое магнитной жидкости новой, более концентрированной фазы (рис. 2, 3). Ее образование может быть связано в первую очередь с созданием зон повышенной концентрации дисперсных частиц за счет их электрофоретической миграции к электродам, а также с непосредственным влиянием электрического поля на устойчивость коллоидных систем к агрегированию. Образование но-

вой, более концентрированной фазы в первоначально однородной магнитной жидкости при воздействии постоянного электрического поля может быть интерпретировано на основе представлений об устойчивости коллоидов. В ряде работ сообщается о формировании в магнитной жидкости объемного заряда вблизи электродов при воздействии на нее электрического поля. В связи с этим, однородность поля внутри тонкого слоя магнитной жидкости между электродами нарушается. Механизм формирования объемного заряда может быть связан с электрофорезом ионов и заряженных дисперсных частиц, а также с образованием непроводящего слоя на электродах в связи с адсорбцией на них поверхностно-активного вещества [1]. Проводимость жидкости в приэлектродной области на три порядка меньше проводимости слоя МЖ и составляет  $10^{-9} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$  [2]. В работах [3, 4] оценен заряд приэлектродной области, который составляет  $4 \cdot 10^{-3} \text{ Кл/м}^2$ .

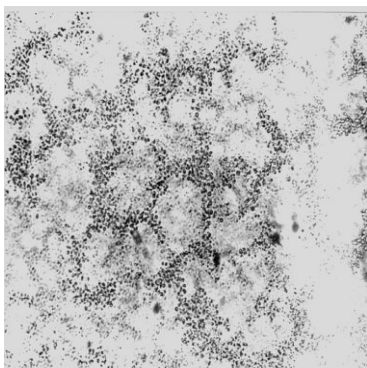


Рис. 2. Образование агрегатов в тонком слое МЖ в постоянном электрическом поле

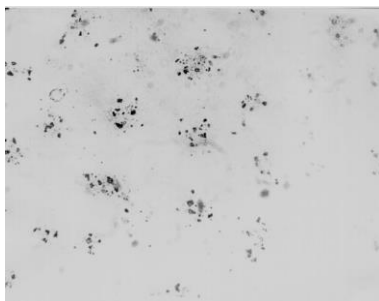


Рис. 3. Образование агрегатов в тонком слое МЖ в переменном электрическом поле

В отсутствии электрического поля визуальные наблюдения не выявили структурных образований в магнитной жидкости. При воздействии постоянным или низкочастотным напряжением (1...10 Гц) в приэлектродной области слоя МЖ наблюдается формирование микрокапельных структур концентрированной жидкости [3]. Если размеры диспергированных частиц магнетита в магнитной жидкости имеют величину  $10^{-3} \dots 10^{-2}$  мкм, то размеры микрокапель на два – три порядка больше, поэтому представляется возможным наблюдать эти образования при соответствующем увеличении в оптический микроскоп. Про-

цесс формирования агрегатов твердой фазы в приэлектродной области, размер которых составлял  $\sim 1$  мкм, начинался при напряжении на электродах ячейки 4 В (средняя напряженность электрического поля в слое МЖ  $E \sim 160$  кВ/м). Характерное время образования агрегатов составляло  $\sim 20$  с.

Было установлено, что микрокапельные агрегаты в слое МЖ сосредоточены на глубине  $2 \pm 1$  мкм от поверхности электродов. Воздействие переменным электрическим полем частотой 1...5 Гц (амплитуда напряжения 6 В) приводило к появлению в приэлектродной области слоя МЖ периодических структур, образованных агрегатами (рис. 3). При увеличении частоты приложенного напряжения, наблюдаемые агрегаты уменьшались в размере, при частоте большей 15 Гц микрокапельные агрегаты не формировались.

В матричной системе электродов при постоянном напряжении микрокапли концентрированной жидкости выталкивались из области перекрытия электродов (рис. 4) и располагались на их границе. В переменном низкочастотном электрическом поле (1...5 Гц) слой с микрокаплями был неустойчив. В нем протекали процессы структурирования с образованием областей повышенной концентрации микрокапель в виде ячеистой структуры (рис. 5). Процессы образования и разрушения слоя с микрокапельной структурой различались в системах сплошных и матричных электродов, а также в постоянном и переменном электрических полях. Влияние размерного фактора электрода проявлялось в том, что концентрационные структуры выстраивались параллельно границам электродов (рис. 6), формируя при этом периодически упорядоченную дислокацию микрокапельных структур. Расстояние между концентрационными структурами уменьшалось с ростом напряженности переменного электрического поля.

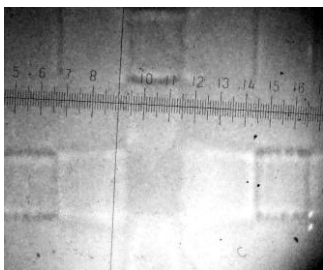


Рис. 4. Структурные изменения в тонкой пленке МЖ в постоянном электрическом поле в матричной системе электродов

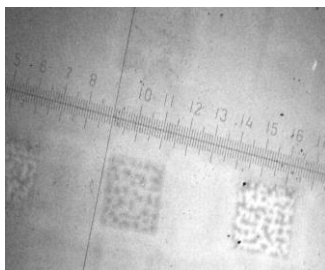


Рис. 5. Структурные изменения в тонкой пленке МЖ в переменном электрическом поле в матричной системе электродов

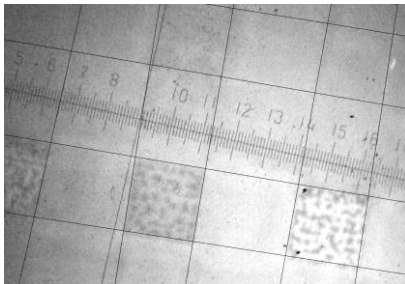


Рис. 6. Взаимное расположение агрегатов в системе матричных электродов в переменном электрическом поле

В переменном низкочастотном электрическом поле при напряжениях, соответствующих формированию концентрационных структур, наблюдается временное запаздывание тока по отношению к напряжению на ячейке и отклонение его формы от синусоидальной.

Таким образом, действие постоянного или низкочастотного переменного электрического поля приводит к появлению в тонком слое магнитной жидкости периодических концентрационных структурных образований. Процессы формирования, трансформации и разрушения концентрационных структур зависят от размерного фактора электродов, величины напряженности и скорости изменения электрического поля. Вытеснение частиц магнетита из области электрического поля, где пересекаются два электрода, аналогично процессу выталкивания из магнитного поля сверхпроводников II рода.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Чеканов В.В., Бондаренко Е.А., Кандаурова Н.В. // Материалы XLIII научно-методической конференции преподавателей и студентов «Университетская наука – региону». – Ставрополь, 1998, С. 3–4.
2. Чеканов В.В., Кандаурова Н.В., Бондаренко Е.А. // Сборник научных трудов Всероссийской научно-практ. конф. «Химия твердого тела и современные микро - и нанотехнологии». – Кисловодск, 2001. – С. 78.
3. Kozhevnikov V.M., Larionov Yu.A., Chuenkova. I.Yu., Danilov M.I. Obtaining the structured magnetic fluids in an electric field and their technical applications // *Magnetohydrodynamics*. 2004. Vol. 40. N. 3. P. 269 – 280.
4. Демин М.С., Ларионов Ю.А., Кожевников В.М. Сборник трудов 14 Международной Плеской конференции по магнитным жидкостям, Иваново, ИЭГУ, 2010.

## **СПОСОБ БЕСКОНТАКТНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ БЕЗОПАСНОСТИ ОБЪЕКТОВ НА ОСНОВЕ МАГНИТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО КОЛЛОИДА**

**Малсугенов О.В., Кожевников В.М., Ларионов Ю.А,  
Чуенкова И.Ю.**

Северо-Кавказский Государственный Технический Университет  
355029, г. Ставрополь, проспект Кулакова 2, Факс: (8652)95-68-08;  
e-mail: [larionov@ncstu.ru](mailto:larionov@ncstu.ru)



Кожевников Владимир Михайлович – заведующий кафедрой ТОЭ СевКавГТУ, доктор технических наук, профессор. Автор более 130 научных работ. Область научных интересов – магнитные жидкости.



Ларионов Юрий Анатольевич – доцент кафедры ТОЭ СевКавГТУ, кандидат технических наук. В 2004 присвоено ученое звание доцента. Имеет более 50 публикаций. Область научных интересов – электрокинетические явления в коллоидных системах.



Чуенкова Ирина Юрьевна – доктор физико-математических наук, профессор кафедры ТОЭ СевКавГТУ. Имеет более 50 научных публикаций. Область научных интересов – электрофизические свойства магнитных жидкостей.



Малсугенов О.В. – доцент кафедры защиты информации СевКавГТУ, кандидат физико-математических наук. Имеет более 30 публикаций. Область научных интересов – электрофизические свойства магнитных жидкостей.



Воздействие электростатического поля на объекты предполагает как положительный эффект, который используется в ксерографии, фотографии, печати и т.д., а также отрицательный – возникновение пожаров и взрывов, электрических помех и физиологического воздействия на организм человека. Все средства борьбы с отрицательными проявлениями электростатического поля можно разделить на две группы:

- способы предотвращения накопления электрических зарядов на объектах;
- средства упреждения его нежелательного или опасного воздействия.

В данной работе представлен способ бесконтактного определения электростатической безопасности объектов, который основан на возникновении неустойчивости поверхности магнитодиэлектрического коллоида в магнитном поле и управления ею электрическим полем. Рассмотренные в работах [1–3] устройства для нейтрализации статического электричества на основе эффекта взаимодействия магнитодиэлектрического коллоида с электрическим и магнитным полями превосходят свои аналоги по многим показателям. Среди основных стоит отметить: взрыво- и пожаробезопасность, широкий диапазон регулировки тока ( $10^{-9}$ – $10^{-4}$  А), низкое значение начального напряжения нейтрализации ( $\approx 0,5$ кВ).

Реализация предложенного в данной работе способа осуществляется с помощью установки, представленной на рис. 1. Она состоит из металлического экрана 1, выполняющего роль исследуемого объекта, магнитожидкостного электрода 2, постоянного магнита 3 служащего для формирования неустойчивости в виде одиночного конического выступа, металлического стержня из ферромагнитного материала 4, вставленного в стеклянную трубку, источника лазерного излучения видимого спектра 5, фотоприемника 6, привода кронштейна 7, датчика начального положения 8, шагового двигателя 9, кронштейна 10, высоковольтного источника постоянного напряжения 11, киловольтметра 12, схемы управления и индикации 13.

Принцип работы устройства состоит в использовании взаимодействия свободной поверхности магнитодиэлектрического коллоида с внешними электрическим и магнитным полями. При возникновении пика на поверхности магнитодиэлектрического коллоида в магнитном поле и воздействии на пик электрического поля изменяются его геометрические размеры: он вытягивается, становится более остроконечным (рис. 2). Эффект изменения размеров пика используется в качестве критерия определения электростатической безопасности. Установка порога чувствительности прибора осуществляется перемещением

ем кронштейна 10 а, следовательно, и луча лазера относительно вершины одиночного конического выступа коллоида. Линза на источнике излучения установлена так, что ось конуса находится в фокусе, при этом фиксируется момент пересечения пиком коллоида луча лазера. Это обеспечивает максимальный уровень чувствительности и повышение достоверности информации.

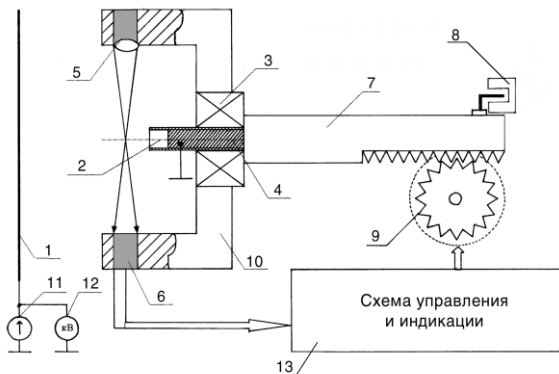


Рис. 1. Схема макета устройства для бесконтактного определения электростатической безопасности объектов 1 –металлический экран 2 – магнитожидкостный электрод, 3 – постоянный магнит, 4 – металлический стержень из ферромагнитного материала, вставленного в стеклянную трубку, 5 – источник лазерного излучения видимого спектра, 6 – фотоприемника, 7 – привод кронштейна, 8 – датчик начального положения, 9 – шаговый двигатель, 10 – кронштейна, 11 – высоковольтный источник постоянного напряжения, 12 – киловольтметр, 13 – схема управления и индикации

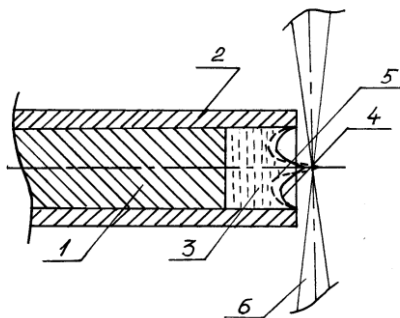


Рис. 2. Принцип функционирования магнитожидкостного электрода: 1 – металлический стержень, 2 – стеклянная трубка, 3 – слой магнетодиэлектрического коллоида, 4 – поверхность до воздействия электрического поля, 5 – после воздействия, 6 – оптический луч

Установка работает следующим образом. При включении питания схема управления посылает импульс на двигатель, и привод кронштейна перемещается в начальное положение, при этом поступает соответствующий сигнал от датчика начального положения. Обнуляется счетчик шагов, и устройство готово к измерению. На экран 1 от высоковольтного источника 11 подается высокое напряжение, которое регистрируется киловольтметром 12. Устройству управления подается команда начать измерения, после чего на двигатель 9 подаются импульсы на движение в направлении экрана 1, а оптопара из лазера 5 и фототранзистора 6 регистрирует пересечение пиком магнетодиэлектрического коллоида луча лазера. Как только луч перекрыт, движение останавливается и происходит повторный опрос датчиков. На рис. 2. показано функционирование магнитоэлектрического электрода в момент пересечения пиком оптического луча.

Методика определения потенциала объекта и его запаса электрической прочности состоит в следующем. Прежде чем приступить к определению потенциала на объекте осуществляется калибровка устройства, т. е. получается зависимость расстояния, при котором критический выступ перекрывает оптический луч, от разности потенциала между экраном (исследуемым образцом) и нулевым потенциалом. Для магнетодиэлектрического коллоида с объемной концентрацией дисперсной фазы магнетита  $\varphi = 0,14$  такая зависимость представлена на рис. 3. Далее по известной зависимости расстояния от приложенного напряжения определяют потенциал на исследуемом объекте. Запас электрической прочности определяют по разнице между критическим потенциалом для данного исследуемого объекта, при котором возникает искровой пробой и потенциалом, определенном с помощью описываемого устройства в рабочем режиме объекта. Критическое (пробойное) напряжение для каждого конкретно взятого объекта определяется либо по методике, описанной в [4, 5], либо расчетным путем. Как видно из приведенной зависимости, расстояние изменяется по линейному закону в зависимости от приложенного напряжения. В предположении того, что перекрытие оптического луча происходит постоянно при одном и том же увеличении линейного размера пика, можно говорить о постоянстве силы, действующей на объем жидкости. Из [6], допуская, что металлический стержень с магнитоэлектрическим наконечником можно заменить стержнем с заданным радиусом кривизны и учитывая симметрию задачи относительно оси  $z$ , напряженность электрического поля определяется как

$$E_z = \frac{2 \cdot U}{z \cdot \ln \frac{4 \cdot h}{r_1}}$$

где  $U$  – межэлектродное напряжение, В;  $z$  – расстояние от точки на оси  $z$  до плоскости, м;  $h$  – расстояние от конца стержня до плоскости, м;  $r_1$  – радиус закругления стержня, м.

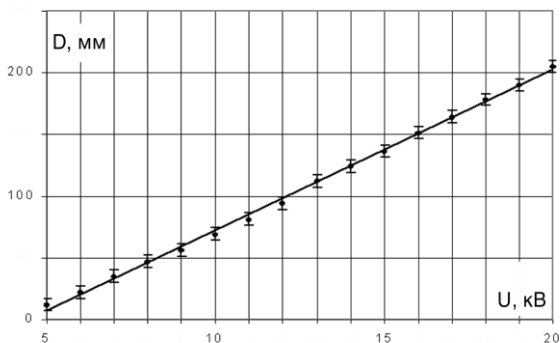


Рис. 3. Зависимость межэлектродного расстояния от разности потенциалов, при которой наступает критическое измерение линейных размеров конического выступа

Для определения погрешности были проведены несколько серий экспериментов. Анализ полученных данных представлен в виде зависимости среднеквадратичного отклонения для каждой ступени напряжения. Максимальное отклонение не превышает 1,5%, т.е. при измерении потенциала до 20 кВ погрешность определения напряжения не превышает 300 В.

Предложенное устройство по сравнению с прототипами обладает следующими преимуществами:

- независимость положения датчика по отношению к горизонтальной плоскости;
- отсутствие массопереноса материала жидкого электрода, что приводит к повышению стабильности повторных измерений, исключает необходимость контроля объема жидкости;
- автоматизация измерений, т.е. отсутствует необходимость контакта исследователя с конструкцией прибора во время измерения и, следовательно, исключает возможность поражения электрическим током, а так же ведет к повышению точности определения расстояния до объекта.

Устройство, описанное в работе, наряду с прочими достоинствами, не имеет привязки к вертикальному положению, т.е. расширяется спектр машин и аппаратов, на которых можно с успехом его применять.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Кожевников В.М. Электрокинетические свойства магнитодиэлектрических коллоидных систем и разработка устройств на их основе: дис. ... д-ра техн.наук., Ставрополь. 1999. 356с.
2. А.с. №1148131 Устройство для отвода электростатических зарядов. Кожевников В.М., Чеканов В.В., Янговский Е.И. Оpub.30.03.1985, Бюлл. №12.
3. А.с. №1129561 Способ определения электростатической безопасности объектов. Кожевников В.М., Чеканов В.В., Янговский Е.И. Оpub. 23.02.1984 г.
4. Измерение электрических и неэлектрических величин / Н.Н. Евтихийев, Я.А. Купершмидт, В.Ф. Папуловский, В.Н. Скугорев; под. общ. ред. Н.Н. Евтихьева. – М.: Энергоатомиздат, 1990., 352с.
5. Э.Г. Атаманян, Ю.В. Портной, Ю.Д. Чепурнова Методы и средства измерения электрических величин. М.: Высшая школа, 1974, 232 с.
6. Статическое электричество при переработке химических волокон / под ред. И.М. Генца / «Легкая индустрия», 1966, 345 с.

## ВЛИЯНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ НА ВЯЗКОСТЬ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

**Мартынов С.И., Ткач Л.Ю.**

Югорский государственный университет  
628012, г. Ханты-Мансийск, ул. Чехова, 16,  
e-mail: [martynovsi@mail.ru](mailto:martynovsi@mail.ru)



Мартынов Сергей Иванович, доктор физико-математических наук. Профессор кафедры прикладной математики и информатики в нефтегазовом деле института природопользования Югорского государственного университета.



Ткач Леонилла Юрьевна, окончила Тюменский институт нефти и газа. Старший преподаватель кафедры строительства Югорского государственного университета.

Изучается влияние на вязкость суспензии сил взаимодействия между частицами. Рассмотрен случай, когда сила обусловлена диполь-дипольным взаимодействием частиц во внешнем магнитном поле и случай, когда сила связана с намагничиванием частиц во внешнем магнитном поле..

**1. Постановка задачи.** Рассматриваются макроскопические реологические свойства суспензии твердых частиц, помещенных в ньютоновскую жидкость вязкости  $\eta$ . Предполагается, что выполнены следующие условия: инерционным движением частиц можно пренебречь; между частицами действуют силы гидродинамического взаимодействия и силы взаимодействия, связанные со свойствами самих частиц. Влияние броуновского движения частиц не учитывается.

Для получения выражения для вязкости суспензии с взаимодействующими частицами воспользуемся подходом, когда искомая вели-

чина выражается в терминах диссипации энергии. Можно показать [1], что вязкость суспензии  $\eta^*$  можно представить в следующем виде

$$\eta^* = \eta \left( 1 + \frac{E^*}{E_0} \right)$$

Здесь  $E_0$  – диссипация энергии в жидкости в отсутствии частиц, а  $E^*$  – дополнительная диссипация энергии в результате присутствия сферических частиц в жидкости.

Известно [1], что вязкость суспензии сферических частиц с точностью до членов второго порядка малости по объемной концентрации частиц  $\phi$  можно представить в виде:

$$\eta^* = \eta [1 + K\phi + (K_1 + K_2)\phi^2]$$

Здесь  $K_1$  – коэффициент, учитывающий гидродинамическое взаимодействие частиц;  $K_2$  – коэффициент, учитывающий непосредственное взаимодействие частиц.

Для вычисления коэффициентов  $K_1$  и  $K_2$  необходимо определить величины  $E^*$  и  $E_0$ . Выражение для коэффициента  $K_1$  получено в работе [1].

Для  $N$  частиц в объеме  $V$  можно записать следующие выражения [2]

$$E^* = \sum_{k=1}^N \sum_{\alpha=1}^N [(\vec{u}_{k\alpha} - \vec{V}_\alpha) \vec{F}_{k\alpha} + (\vec{\Omega} - \vec{\Omega}_{k\alpha}) \vec{T}_{k\alpha} + \left( \int_{S_\alpha} \sigma_{kj} n_j ds \right) E_{jI}]$$

$$E_0 = 2\eta \int_V E_{jk} E_{jk} dV$$

Здесь  $\sigma_{jk}$  – тензор напряжения в жидкости,  $\vec{F}_{k\alpha}$ ,  $\vec{T}_{k\alpha}$  – сила и момент, действующие между частицами  $\alpha$  и  $k$ ,  $S_\alpha$  – поверхность частицы,  $\vec{n}$  – единичный вектор нормали к поверхности.

Тензор напряжения в жидкости  $\sigma_{jk}$  можно подсчитать, используя известное решение уравнений Стокса [3] об обтекании двух сфер радиуса  $a$ .

С точностью до членов порядка  $\varepsilon^4$  можно записать дополнительную диссипацию в жидкости в виде

$$E^* = \int_V P(\vec{r}, t) \left( \sum_{\alpha=1}^N \left[ \frac{F^2}{6\pi\eta a} + \frac{T^2}{8\pi\eta a^3} + \frac{20}{3} \eta E_{jk} E_{jk} \right] \right) dV$$

Здесь предполагается, что имеется непрерывное распределение частиц в пространстве. Поэтому необходимо найти функцию вероятности  $P(\vec{r}, t)$  для вектора  $\vec{r}$ .

Уравнение для функции  $P(\vec{r}, t)$  имеет вид

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \vec{V}\nabla P = -P\nabla\vec{V}, \quad r \geq 2a,$$

$$P=0, \quad r < 2a$$

Для определения относительной скорости частиц воспользуемся решением об обтекании двух частиц потоком вязкой жидкости, полученном в [3].

**2. Взаимодействие частиц и вязкость суспензии.** В качестве примера рассмотрим вязкость суспензии сферических частиц, обладающих дипольным моментом  $\vec{m}$ , во внешнем однородном магнитном поле  $\vec{H}$  при течении растяжения и сжатия, характеризуемые скоростью деформации  $\gamma$ . Будем рассматривать случай, когда внешнее магнитное поле достаточно велико и магнитные моменты частиц ориентированы вдоль поля. В этом случае выражения для сил и моментов сил имеют вид [4]

$$\vec{F} = \frac{3}{r^5} (2m\gamma \cos\theta \vec{m} + m^2 \vec{r}) - \frac{15}{r^5} m^2 \cos^2\theta \vec{r}, \quad \vec{T}^A = \frac{3}{r^4} m \cos\theta (\vec{m} \times \vec{r})$$

Подставляя эти выражения и учитывая решение для функции  $P(\vec{r}, t)$ , получим

$$\eta^* = \eta \left[ 1 + K\varphi + K_1\varphi^2 + 0,014065\varphi^2 \frac{m^4}{\pi^2 \eta^2 \gamma^2 a^{12}} \right]$$

Таким образом, взаимодействие частиц посредством сил между ними дает вклад в эффективную вязкость суспензии того же порядка по концентрации частиц, что и гидродинамическое взаимодействие. Это связано с тем, что механизм увеличения вязкости в принципе один и тот же: взаимодействие частиц приводит к изменению относительной скорости частиц и, как следствие этого, к дополнительной диссипации энергии.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Batchelor G.K. The determination of the bulk stress in a suspension of spherical particles to order  $c^2$ . /G.K. Batchelor, J.T. Green // Journal of Fluid Mechanics. – 1972. – V.56, pt.3. – P.401–427.
2. Happel J., Brenner H. Low Reynolds number hydrodynamics. Prentice-Hall, 1965. Хаппель Дж., Бреннер Г. Гидродинамика при малых числах Рейнольдса. М.: Мир, 1976. 632 с.
3. Мартынов С. И. Гидродинамическое взаимодействие частиц. Известия РАН. Механика жидкости и газа, 1998. – No 2, с. 112–119.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. – 620 с.



## МАГНИТОРЕОЛОГИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КЛАСТЕРНЫХ ФЕРРОЖИДКОСТЕЙ

<sup>a</sup>Зубарев А.Ю., <sup>a</sup>Чириков Д.Н., <sup>b</sup>Борин Д.Ю., <sup>b</sup>Odenbach S.

<sup>a</sup> ФГАОУ ВПО «Уральский федеральный университет  
имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»  
620002, г. Екатеринбург, ул. Мира, 19;  
e-mail: Andrey.Zubarev@usu.ru, cloud28021985@gmail.com

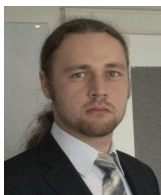
<sup>b</sup> Institute of Fluid Mechanics, TU Dresden  
Dresden 01062, Germany; E-mail: dmitry.borin@tu-dresden.de



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 ФГАОУ ВПО «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина». 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 2012 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по теме: «Вязкоупругие свойства магнитных жидкостей». Имеет 5 научных публикаций, в том числе 3 статьи в иностранных журналах. В настоящее время является младшим научным сотрудником ФГАОУ ВПО «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина». Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФИ.



Борин Дмитрий Юрьевич окончил факультет машиностроительных технологий МГТУ им. Н.Э. Баумана в 2003 году. В 2007 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по тематике связанной с прикладными аспектами реологии магнитных суспензий. С 2005 года работает в Германии, в Техническом Университете г. Дрездена в должности научного сотрудника. С 2008 г. руководит научно-исследовательской группой «Реология».



Odenbach Stefan (Оденбах Штефан) окончил в 1989 году Физический факультет Мюнхенского Университета. В 1993 году защитил диссертацию по термо-физическим процессам в магнитных жидкостях. Долгое время работал научным сотрудником в Центре Прикладных Космических Технологий и Микрогравитации в г. Бремен. В 2004 году получил звание профессора и с 2005 года руководит кафедрой «Магнитная динамика жидкостей» в Техническом университете г. Дрездена. С 2010 года является председателем международного научного наблюдательного комитета по магнитным жидкостям и председателем немецкого сообщества по магнитным жидкостям. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей и суспензий многократно поощрялась международными и национальными грантами.

Возможность управлять свойствами и поведением жидкостей и полимеров при помощи магнитного поля позволяет достигать прорывного решения сложных прикладных и инженерных задач. Все естественные жидкие среды очень слабо взаимодействуют с магнитным полем. Следовательно, управление их свойствами и поведением, требующее создания очень сильных полей, сопряжено с большими технологическими усилиями. Однако решающим условием для практически важных и интересных приложений является возможность использовать слабые и умеренные поля, создание которых не требует громоздкой и дорогостоящей аппаратуры. Материалами, удовлетворяющими этим условиям, являются искусственно синтезированные суспензии магнитных частиц, обычно называемые магнитными жидкостями (феррожидкостями).

Диаметр частиц в типичных феррожидкостях варьируется в пределах 7–20 нм. Чтобы избежать необратимой коагуляции частиц, они покрываются специальными стабилизирующими слоями. В зависимости от типа феррожидкости, эти слои могут состоять из молекул поверхностно активных веществ, или иметь ионную структуру.

В стандартных феррожидкостях сильные магнитореологические эффекты наблюдаются только при малых скоростях сдвига. В магнитореологических суспензиях микронных намагничивающихся частиц сильные реологические эффекты наблюдаются в широком диапазоне скоростей сдвига, но эти суспензии неустойчивы по отношению к седиментации частиц. Массивные неброуновские частицы таких суспензий довольно быстро оседают на дно содержащего их контейнера, что ухудшает технологические свойства суспензий. Поэтому возникает идея синтеза магнитных жидкостей, которые сочетали бы в себе седиментационную устойчивость феррожидкостей с сильными магнитореологическими свойствами. Оказывается, что разбавленные магнит-

ные жидкости, состоящая из кластеров наночастиц оксида железа диаметром 90 нм удовлетворяют этим условиям [1].

Объемная доля магнитного материала  $\phi$  в этих системах составляет порядка 0,1%. Схематическое представление магнитных кластеров показано на рис. 1. Каждый кластер состоит из плотной системы наночастиц оксида железа, распределенной в оболочке полимера. Наночастицы формируют магнитное ядро кластера, который окружен оболочкой чистого полимера. Кластеры имеют неправильную форму и широкий диапазон распределения по размерам. Средний диаметр кластера с полимерной оболочкой равен примерно 80–100 нм, размер магнитного ядра равен приблизительно 50–70 нм.

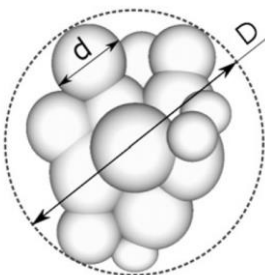


Рис. 1. Схематическое представление магнитного кластера: диаметр зерен  $d = 10\text{--}30$  нм; диаметр кластера  $D = 50\text{--}70$  нм.

Для измерений реологических свойств кластерной феррожидкости использовался сдвиговый реометр с геометрией в виде конуса. Угол раствора конуса  $\theta = 3^\circ$  и его радиус  $R = 38$  мм. Устройство и принцип работы реометра можно найти в [2]. Эксперименты были выполнены следующим образом. Сначала жидкость находится в покое и магнитное поле  $H$  приложено параллельно вращающейся оси реометра. После 300 секунд мгновенно прикладывается скорость сдвига  $\dot{\gamma} > 0$ , после 900 секунд скорость сдвига мгновенно исчезает. Сдвиговое напряжение  $\sigma$  и его изменение во времени были получены измерением момента сил  $T$  в конусе.

Цель настоящей работы – экспериментальное и теоретическое исследование вязкоупругих свойств кластерной феррожидкости. Экспериментальные исследования проводились на ротационном реометре с геометрией ячейки типа «пластина–конус». При теоретическом анализе предполагалось, что реологические свойства феррожидкости обуславливаются цепочечными агрегатами, состоящих из кластерных частиц.

В общем виде зависимость полного макроскопического напря-

жения сдвига в суспензии от времени при скачке скорости сдвига  $\dot{\gamma}$  в ноль запишется следующим образом:

$$\begin{aligned}\sigma(t) &= \sigma^s(t) + \sigma^a(t), \quad \sigma^a(t) = \frac{1}{2} \sum_{n=2}^{n_c} (-\Gamma_n^m(t)) g_n, \\ \sigma^s(t) &= \eta_0 \sum_{n=2}^{n_c} (-\beta_n) \frac{d}{dt} (\sin \theta_n(t) \cos \theta_n(t)) n V_h g_n,\end{aligned}\tag{1}$$

где

$$\Gamma_n^m(t) = -6(n-1)kT\lambda \sin \theta_n(t) \cos \theta_n(t).$$

Здесь  $\sigma^s$  – симметричная часть напряжения;  $\sigma^a$  – антисимметричная часть напряжения;  $\Gamma_n^m$  – магнитный вращающий момент, который стремится выровнять ось цепочки с направлением магнитного поля;  $g_n$  – число цепочек, состоящих из  $n$  частиц в единице объема;  $\eta_0$  – вязкость несущей жидкости;  $n_c$  – максимальное число кластеров в неразрушенной цепочке; параметр  $\beta_n$ , определен в работе [3];  $\theta_n$  – угол отклонения цепочки, состоящей из  $n$  частиц;  $V_h$  – гидродинамический объем кластера;  $\lambda$  – безразмерная энергия диполь-дипольного взаимодействия между кластерами (см. [1]).

Максимальное число кластеров в цепочке  $n_c$  определяется как балансом гидродинамического и магнитного моментов сил, действующих на цепочку, так и балансом гидродинамической и магнитной силами, действующих на середину цепочки,  $n_c$  определяется из алгебраического уравнения четвертой степени:

$$v_c^4 + \frac{21}{8} v_c^3 + \frac{37}{16} v_c^2 + \frac{3}{4} v_c + b = 0,\tag{2}$$

где

$$v_c = \frac{n_c - 1}{2}, \quad b = \frac{1}{16} - \frac{18\lambda^2}{\pi^2 s^2}, \quad s = \dot{\gamma} \frac{\eta_0 D_h^3}{kT},$$

здесь  $D_h$  – гидродинамический диаметр кластера;  $\dot{\gamma}$  – скорость сдвига до скачка.

Функция распределения  $g_n$  определяется из принципа минимума свободной энергии:

$$g_n = \frac{X^n}{V_h} \exp\left[-\lambda(3\cos^2 \theta_{n0} - 1)\right],$$

где  $\theta_{n0}$  – угол отклонения цепочки до скачка скорости сдвига;  $X^n$  –

множитель Лагранжа, который определяется из условия сохранения массы:

$$\sum_{n=1}^{n_c} n g_n = \frac{\Phi}{V_h},$$

здесь  $\Phi$  – гидродинамическая концентрация кластеров в феррожидкости.

Динамика изменения угла отклонения цепочки от времени определяется равенством магнитного и гидродинамического моментов, действующих на цепочку при повороте. Баланс этих моментов приводит к следующему соотношению:

$$\sin \theta_n(t) = \sin \theta_{n0} \exp\left(-\frac{36kT\lambda}{\beta D_n^2(2v^2 + 3v + 1)}t\right), \quad (3)$$

$$v = \frac{n-1}{2}, \quad \beta = 3\pi\eta_0 D_h,$$

Экспериментально и теоретические определенные зависимости напряжения после мгновенного исчезновения скорости сдвига (остановки течения) представлены на рис. 2, 3.

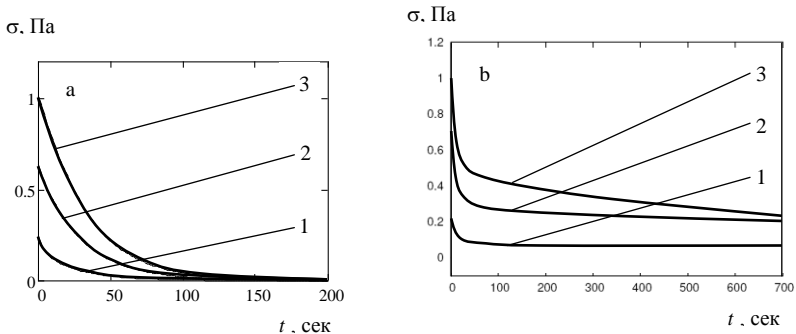


Рис. 2. Зависимость напряжения от времени. Вязкость несущей жидкости  $\eta=0,1$  Па·сек; гидродинамический диаметр кластера  $D_h = 90$  нм; гидродинамический диаметр частицы  $d_h = 21,5$  нм, магнитный диаметр частицы  $d_m = 17,5$  нм; скорость сдвига  $\dot{\gamma}$  меняется от  $0,02 \text{ сек}^{-1}$  до  $0 \text{ сек}^{-1}$ . (а) Теория; (б) эксперимент. Цифры у кривых: 1 – напряженность магнитного поля  $H = 15 \text{ кА/м}$ ; 2 –  $H = 20 \text{ кА/м}$ ; 3 –  $H = 30 \text{ кА/м}$ .

Полученные теоретические результаты разумно соответствуют экспериментальным данным при относительно небольших временах  $t$ . Однако, при больших  $t$  наблюдается существенное различие пове-

дения напряжения между экспериментальным и теоретическим поведением напряжения  $\sigma$ . Согласно экспериментам, при  $t \rightarrow \infty$  напряжение асимптотически стремится к величине, отличной от нуля, в то время как теория предсказывает стремление  $\sigma$  в ноль. Одной из причин стремления, в экспериментах, напряжения конечной величине может быть существование в феррожидкости наряду с цепочками и объемно-капельных кластеров, которые, при остановке течения, могут перекрывать экспериментальную ячейку, создавая стационарное напряжение. Анализ этой ситуации представляет собой естественное продолжение представленной работы.

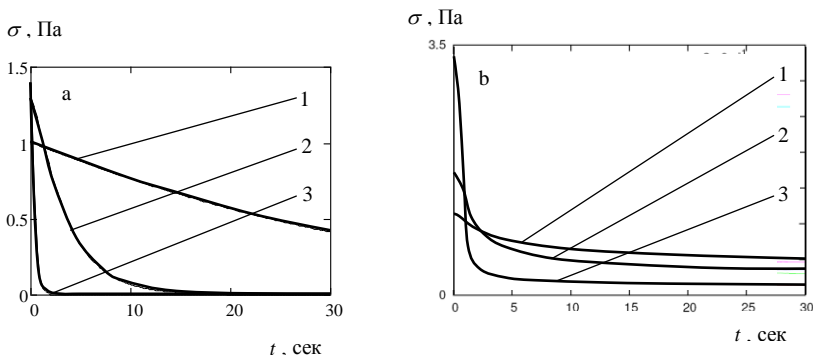


Рис. 3. Зависимость напряжения от времени. Напряженность магнитного поля  $H = 30$  кА/м. (а) Теория; (б) эксперимент. Цифры у кривых: 1 – скорость сдвига  $\dot{\gamma}$  меняется от  $0,02 \text{ сек}^{-1}$  до  $0 \text{ сек}^{-1}$ ; 2 –  $\dot{\gamma}$  меняется от  $0,2 \text{ сек}^{-1}$  до  $0 \text{ сек}^{-1}$ ; 3 –  $\dot{\gamma}$  меняется от  $2 \text{ сек}^{-1}$  до  $0 \text{ сек}^{-1}$

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ 10-01-96002-р\_урал\_a, 10-02-00034-a, 10-02-96001-р\_урал\_a, 12-01-00132-a*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. D. Borin, A. Zubarev, D. Chirikov, R. Müller, S. Odenbach Ferrofluid with clustered iron nanoparticles: Slow relaxation of rheological properties under joint action of shear flow and magnetic field // J. Magn. Magn. Mater. – 2011. – Vol. 323, № 10. – P. 1273–1277.
2. Magnetoviscous Effects in Ferrofluids, Lectures Notes in Physics. Edited by S. Odenbach. – Berlin-Springer, 2002.
3. A.Yu. Zubarev, L.Yu. Iskakova Effect of chainlike aggregates on dynamical properties of magnetic liquids // Phys. Rev. E. – 2000. – Vol. 61, № 5. – P. 5415–5421.

## ИССЛЕДОВАНИЕ НАЧАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ МЖ

**Сизов А.П., Сергеев Е.В., Снегирев Д.Г.,  
Комельков В.А.**

ФГБОУ ВПО «Ивановская Государственная сельскохозяйственная академия имени академика Д.К. Беляева»  
153012, г. Иваново, ул. Советская, 45. тел./факс (0932)32-81-44;  
e-mail: rektorat@ivgsha.ru



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 145 научных публикаций, в том числе 50 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., профессор ФГБОУ ВПО «Ивановская ГСХА им. ак. Д.К.Беляева». Лауреат премии Правительства РФ в области науки и техники.



Сергеев Евгений Владимирович окончил в 1994 году Высшую инженерную пожарно-техническую школу МВД РФ. Имеет 15 научных публикаций, в том числе 1 патент РФ. В настоящее время является начальником 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 18 научных публикаций, в том числе 1 патент РФ.



Комельков Вячеслав Алексеевич окончил Ивановский государственный университет в 2003 году. В 2006 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме: «Повышение работоспособности быстрорежущего инструмента путем применения ионизированного воздуха с включением микродоз масла И20-А». Имеет 21 научных публикаций, в том числе 2 патента РФ.

Магнитная жидкость (МЖ) как коллоидный раствор ферромагнитного материала обладает особыми магнитными свойствами. Эту особенность определяет подвижность однодоменных частиц ферромагнитного материала, которая зависит от диполь-дипольного взаимодействия между частицами. Поэтому при наложении на МЖ внешнего магнитного поля процесс образования структуры из феррочастиц сопровождается процессом поворота доменов  $\tau_d$  и поворота самой частицы при предположении их фиксации  $\tau_{вр}$  в магнитном материале

$$\tau = \tau_d + \tau_{вр} \quad (1)$$

Исследование процесса намагничивания МЖ в слабых переменных магнитных полях представляет интерес для практики, например, при определении времени срабатывания электромагнитных устройств, использовании устройств в переменных магнитных полях. С этой целью проведены исследования начальной магнитной проницаемости на установке УВИМ-1, которая предназначена для исследования магнитных свойств магнитодиэлектриков.

Для проведения исследований был изготовлен специальный контейнер представляющий собой тороид выполненный из стекла (рис. 1.) На внешнюю поверхность контейнера наматывались две обмотки 2, 3, которые выполняли функции намагничивающей обмотки 2 и измерительной 3. Обмотки наматывались совместно специальным проводом с целью уменьшения погрешности из-за потоков рассеяния. Магнитная жидкость заливалась через заливочные отверстия 4 и 5, ее уровень контролировался и поддерживался постоянным при параллельных опытах.

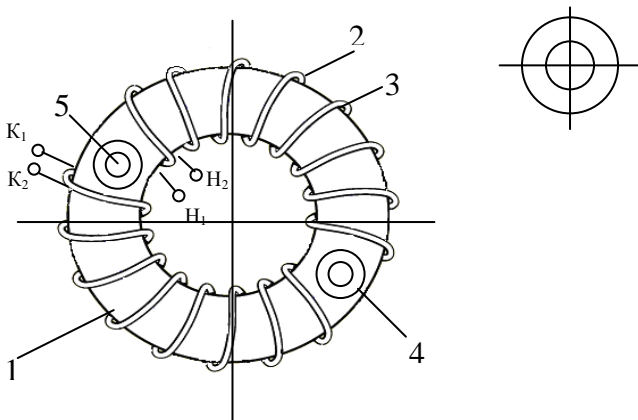


Рис.1. Измерительный контейнер



По этой же методике проведены исследования начальной магнитной проницаемости суспензии представляющей собой конгломерат частиц карбонильного железа, средний диаметр которых составлял 1,5 мкм.

При исследовании одна из катушек подключалась к источнику напряжения переменной частоты, другая в измерительную схему.

Результаты исследований представлены на рис. 2 зависимостью начальной магнитной проницаемости  $\mu_n$  от концентрации ферромагнитных частиц  $C_v$  для МЖ (зависимость 1) и суспензии - 2. На этом же графике приведена зависимость 3  $\mu_n = f(C_v)$  для суспензии рассчитанная по формуле И.М. Кирко [1]. Для суспензии расчеты по методике И.М. Кирко дали малые расхождения, для МЖ значительно выше.

$$\bar{\chi} = \frac{C_v \chi}{1 + N\chi} \quad (2)$$

$\chi$  – магнитная восприимчивость;  $N$  – размагничивающий фактор, который для конгломерата частиц сферической формы определяется, как

$$N = N_0 (1 + 39 C_v^4)^{-1} \quad (3)$$

где  $N_0 - 4/3 \pi$  – размагничивающий фактор сферической частицы.

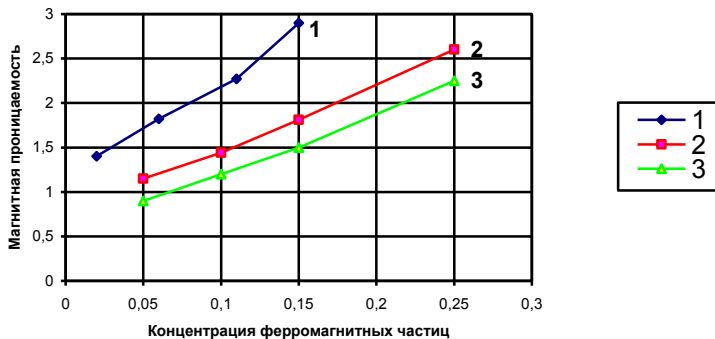


Рис. 2. Зависимость начальной магнитной проницаемости  $\mu_n$  от объемной концентрации феррочастиц  $C_v$

На основании проведенных исследований возможно сделать вывод о том, что процесс намагничивания МЖ и магнитной суспензии различен. В МЖ за счет подвижности феррочастиц (доменов) намагничивание и ориентации доменов происходит в полях меньшей напряженности по сравнению с суспензией. Указанный процесс намагничивания связан с прочностью связей между элементарными

носителями магнетизма (доменами). Полученные данные позволяют использовать предложенную методику при проектировании с целью дальнейшего применения МЖ в электромагнитных устройствах с переменной частотой намагничивания, например, при разработке различных датчиков.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. **Кирко И.М.** Исследование электромагнитных явлений в металлах методом размерности и подобия. //Рига: АН Латв. ССР, 1959. – с.40-45.

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

## О ПЕРИОДИЧЕСКИХ КОНЦЕНТРАЦИОННЫХ СТРУКТУРАХ В МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЯХ

**Буркова Е.Н.**

Пермский государственный национальный исследовательский университет, 614990, г. Пермь, ул. Букирева, 15.  
e-mail: burkova\_ekaterin@mail.ru

**Пшеничников А.Ф.**

Институт механики сплошных сред УрО РАН,  
614013, Пермь, ул. Ак. Королева, 1.  
e-mail: pshenichnikov@icmm.ru



Буркова Екатерина Николаевна окончила Пермский государственный национальный исследовательский университет в 2009 году. Ассистент кафедры общей физики ПГУ. Имеет 8 научных публикаций, включая 3 статьи. Участвует в научно-исследовательской работе в рамках программы ОЭММПУ РАН и проектов РФФИ.

Если магнитная жидкость помещается в неоднородное магнитное поле, то внутри жидкости начинается процесс сегрегации частиц (магнитофорез). Жидкость становится неоднородной по концентрации. В отсутствие конвективного движения единственным фактором, препятствующим этому расслоению, является градиентная диффузия. Пространственное распределение концентрации в полости для произвольного момента времени может быть найдено путем решения краевой задачи, включающей уравнения Максвелла для магнитного поля и динамическое уравнение диффузии с учетом членов, ответственных за магнитофорез и седиментацию частиц [1–3]. В случае разбавленных растворов эффекты, связанные с размагничивающими полями и магнитодипольными межчастичными взаимодействиями в магнитных жидкостях, играют второстепенную роль и ими можно пренебречь. Но в концентрированных системах стерические, магнитодипольные и гидродинамические взаимодействия между коллоидными частицами становятся существенными, поэтому магнитная и диффузионная части задачи должны решаться совместно. Для однородной по концентрации частиц жидкости, в случае однородной или приближенно однородной намагнитченности тела, существуют аналитические решения нахождения размагничивающего поля [4–5]. В остальных случаях необходимо численное решение задачи с использованием приближенных методов.

В работе рассматриваются концентрационные структуры в магнитной жидкости, возникающие в длинном цилиндре прямоугольного и квадратного сечения, при воздействии магнитного и гравитационного полей. Конвективные течения отсутствуют.

### Магнитофорез и диффузия частиц в магнитных жидкостях

Различные варианты уравнения массообмена, отличающиеся полнотой учета межчастичных взаимодействий и анизотропии коэффициентов переноса, предлагались ранее в [6–8]. Нами используется уравнение, полученное в [8], как наиболее полное из известных. Оно описывает изменение объемной доли  $\varphi$  коллоидных частиц во времени и пространстве. Применительно к рассматриваемой ниже задаче (отсутствие конвективных течений) оно имеет вид

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = -\operatorname{div} \left\{ D_0 K(\varphi) \left[ \varphi L(\xi_e) \nabla(\xi_e) + \varphi G_\gamma \mathbf{e} \left[ 1 + \frac{2\varphi(4-\varphi)}{(1-\varphi)^4} \varphi \frac{\partial^2(\varphi^2 G)}{\partial \varphi^2} \right] \nabla \varphi \right] \right\}, \quad (1)$$

$$G(\lambda, \varphi) = \frac{4}{3} \lambda^2 \frac{(1 + 0.04\lambda^2)}{(1 + 0.308\lambda^2\varphi)} \frac{(1 + 1.28972\varphi + 0.72543\varphi^2)}{(1 + 0.83333\lambda\varphi)}. \quad (2)$$

Здесь  $K(\varphi) = b/b_0$ ,  $b$  и  $b_0$  – подвижности частиц в магнитной жидкости и жидкости-носителя, соответственно,  $D_0 = b_0 kT$  – эйнштейновское значение коэффициента диффузии,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м,  $\lambda = \mu_0 m^2 / 4\pi d^3 kT$  – параметр магнитодипольных взаимодействий (отношение энергии магнитодипольных взаимодействий к энергии теплового движения),  $m$ ,  $d$  – магнитный момент и полный диаметр частицы, соответственно,  $G(\lambda, \varphi)$  – относительный вклад магнитодипольных взаимодействий в плотность свободной энергии,  $G_\gamma$  – обратная величина барометрического распределения.

Первое слагаемое в (1) отвечает за магнитофорез, второе – за диффузию, третье – за стерические взаимодействия и последнее – за эффективное притяжение частиц, связанное с магнитодипольными взаимодействиями. Интенсивность магнитофореза и намагниченность жидкости  $M$  определяются эффективным магнитным полем  $H_e$  согласно модифицированной модели [9].

$$H_e = H + \frac{M_L(H)}{3} \left[ 1 + \frac{1}{48} \frac{dM_L(H)}{dH} \right], \quad M_L = mnL(\xi),$$

$$\mathbf{M} = mnL(\xi_e) \frac{\mathbf{H}}{H}, \quad \xi_e = \frac{\mu_0 m H_e}{kT}. \quad (3)$$

где  $n = 6\varphi / \pi d^3$  – числовая плотность частиц.

Уравнения (3) многократно проверялись различными методами. Они хорошо согласуются с экспериментальными данными по начальной восприимчивости магнитных жидкостей и с результатами численного моделирования в области малых и умеренных значений параметра магнитодипольных взаимодействий [9–10].

Как видно из (1), (2) процессы магнитофореза и диффузии в концентрированных системах описываются нелинейным динамическим уравнением массообмена, содержащим слагаемое, зависящее от намагниченности и напряженности поля в веществе. Последнее обстоятельство особенно важно. Из-за него размагничивающее поле и неоднородность концентрации частиц в полости оказываются взаимосвязаны и усиливают друг друга. Это означает, что магнитная и диффузионная части задачи должны решаться совместно. Главной особенностью этой проблемы является то, что характерное время затухания концентрационных возмущений  $\tau_D \approx L^2/\pi^2 D$  минимум на шесть-семь порядков превышает время релаксации магнитного момента  $\tau_B \approx 3\eta V/kT$  ( $L$  – характерный размер полости,  $D$  – коэффициент диффузии,  $\eta$  – вязкость магнитной жидкости,  $V$  – объем коллоидной частицы). По этой причине намагниченность жидкости можно считать термодинамически равновесной с высокой степенью точности, а концентрационное поле считать замороженным на этапе вычисления магнитного поля. В данной работе динамическое уравнение массообмена (1) решалось численно, методом конечных объемов в двумерной постановке.

### **Структура концентрационных полей в прямоугольной полости**

Для демонстрации важной роли размагничивающих полей в задачах о сегрегации частиц в магнитной жидкости были рассчитаны магнитные и концентрационные поля в горизонтальной прямоугольной полости в однородном магнитном поле. Для численного решения уравнения магнитодиффузии (1) использовалась явная схема с выбором шага по времени, обеспечивающим устойчивость решения. Уравнение магнитодиффузии приводилось к безразмерному виду. В качестве единицы длины выбиралась высота полости  $c$ , а единицы измерения времени – время затухания концентрационных возмущений в разбавленном растворе  $\tau = c^2/D_0$ . Шаг  $\Delta t$  по времени изменялся в процессе счета в зависимости от максимального значения эффективного коэффициента диффузии  $D$ , который зависел от локальной концентрации частиц. Границы полости непроницаемы для частиц, поэтому нормальная компонента полного потока частиц на границе равна нулю. Для выполнения этого условия для пограничных ячеек записывалось отдельное уравнение баланса частиц, в котором изначально отсутствовало локальный поток через границу полости. В качестве начального

условия использовалось однородное распределение частиц, соответствующее отсутствию размагничивающих полей. Начальное приближение для размагничивающего поля рассчитывалось в предположении об однородности намагнитченности.

В отсутствии гравитационного поля единственной причиной неоднородности магнитной жидкости являются размагничивающие (собственные) поля, действие которых усиливается магнитодипольными межчастичными взаимодействиями. Однородное внешнее поле само по себе не может привести к сегрегации частиц. На рис. 1 приведены структуры концентрационных полей в прямоугольной полости с отношением сторон 1:5 при средней объемной доле частиц  $\langle \phi \rangle = 0,1$ , параметре агрегирования  $\lambda = 2.5$  и различной ориентации внешнего магнитного поля. Параметр Ланжевена, определяющий напряженность внешнего поля,  $\xi_0 = 6$ .

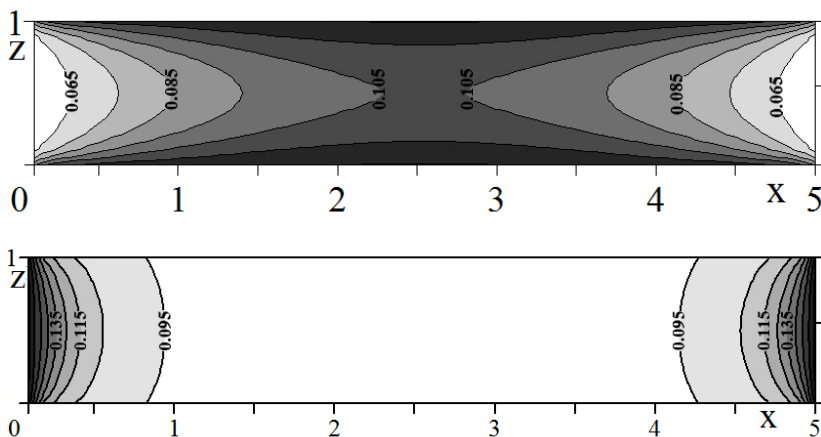


Рис. 1. Изолинии равной концентрации в прямоугольной полости при продольной (вверху) и поперечной (внизу) ориентации магнитного поля.  $\lambda = 2,5$

Видно, что в полости наблюдается сильная пространственная неоднородность концентрации частиц. Перепад концентрации достигает нескольких десятков процентов. Структура концентрационного поля качественно меняется при изменении ориентации внешнего поля. Причина сильного различия полей кроется в разной конфигурации размагничивающих полей. При продольном внешнем поле в центральной части полости размагничивающее поле принимает наименьшее по модулю значение, по этой причине там наблюдается максимум напряженности поля и максимальная концентрация частиц. Самая низкая

концентрация наблюдается вблизи боковых торцов полости, где нормальная компонента напряженности испытывает скачок. В поперечном поле картина обратная – частицы вытесняются из центральной области и концентрируются вблизи торцевых поверхностей. Увеличение параметра магнитодипольных взаимодействий приводит к росту расслоения жидкости.

При наличии одновременно гравитационного и магнитного полей картина изолиний концентрации существенно усложняется. Гравитационное поле создает «барометрическое» распределение концентрации частиц по высоте, имитирующее, в некотором смысле, границу раздела фаз. Наложение магнитного поля в этом случае может приводить при определенных условиях к появлению периодических структур, напоминающих «цветок Розенцвейга» на поверхности магнитной жидкости, или лабиринтные структуры в ячейке Хеле-Шоу, частично заполненной магнитной жидкостью [11,12]. Задача исследована нами на примере полости в виде длинного горизонтального цилиндра квадратного сечения. Типичный вид периодических концентрационных структур приведен на рис. 2 (слева).

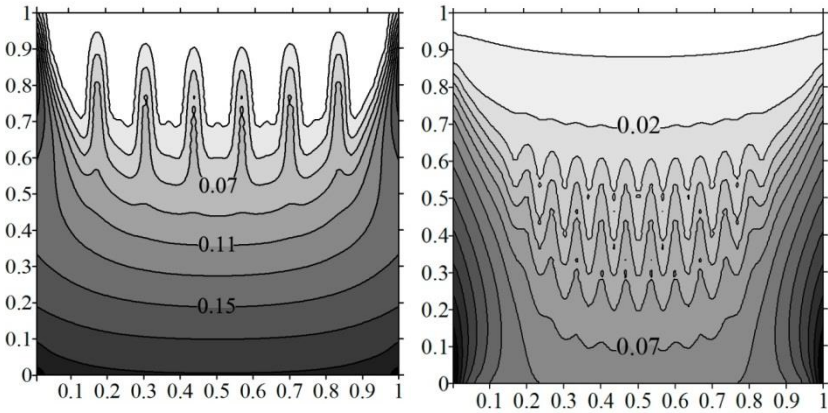


Рис. 2. Изолинии равной концентрации в квадратной полости при  $\lambda = 4.1$  в постоянных внешних полях  $G_\gamma = 5$ ,  $\xi = 4$ ,  $\langle \varphi \rangle = 0.1$  (слева); при  $\lambda = 4.5$  и градиентном магнитном поле  $\xi_1 = 6$ ,  $\xi_2 = 0.00001$ ,  $G_\gamma = 0$ ,  $\langle \varphi \rangle = 0.05$  (справа).

Разница между наблюдаемыми структурами и задачей Розенцвейга состоит только в том, что в нашей задаче отсутствует свободная поверхность жидкости, и нет поверхностного натяжения. Это, в свою очередь, означает отсутствие максимального волнового числа пространственных



возмущений. Минимальный период возмущений ограничен только периодом сетки, используемой в численном эксперименте.

Аналогичная картина изолиний концентрации наблюдается при градиентном магнитном поле, в отсутствие гравитационного. Магнитное поле принимает максимально значение на нижней границе полости, а на верхней стремится к нулю рис.2 (справа). С увеличением параметра магнитодипольного взаимодействия пики стремятся вытянуться и уменьшить свою ширину до размеров сетки. Для получения корректных размеров «иголочек» необходимо ввести в систему поперечное натяжение.

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

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Blums E. Ya., Mayorov M. M., Cebers A. O. Magnetic fluids // Walter de Gruyter. Berlin, 1997.
2. Bashtovoi V. G., Polevikov V. K., Suprun A. E. et al. Influence of Brownian diffusion on static of magnetic fluid // Magnetohydrodynamics, 2007. Vol. 43, N 1. P. 17 – 25.
3. Bashtovoi V. G., Polevikov V. K., Suprun A. E. et al. The effect of magnetophoresis and Brownian diffusion on the levitation of bodies in a magnetic fluid // Magnetohydrodynamics, 2008. Vol. 44, N 2. P. 121 – 126.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
5. Пшеничников А. Ф. Магнитное поле в окрестности уединенного магнита // Магнитная гидродинамика, 1993. № 1. С. 37 – 40.
6. Бувевич Ю.А., Зубарев А.Ю., Иванов А.О. Броуновская диффузия в концентрированных ферроколлоидах // Магнитная гидродинамика, 1989. – № 2. – С. 39-43.
7. Morozov K.I. Gradient diffusion in concentrated ferrofluid under the influence of a magnetic field // Phys. Rev. E., 1996. – V. 53, № 3. – P1362 – 1367.
8. Pshenichnikov A.F., Elfimova E.A., Ivanov A.O. Magnetophoresis, sedimentation and diffusion of particles in concentrated magnetic fluids // J. Chem. Phys. 2011. Vol. 134. 184508.
9. Ivanov A.O., Kantorovich S. S., Reznikov E. N., Holm C., Pshenichnikov A.F., Lebedev A.V., Chremos A. and Camp P. J. Magnetic properties of polydisperse ferrofluids: A critical comparison between experiment, theory, and computer simulation. Phys. Rev. E 75, 2007, 061405.
10. Pshenichnikov A. F., Lebedev A.V., Low-temperature susceptibility of concentrated magnetic fluids // J. Chem. Phys., 2004, Vol. 121, N 11P. 5455-5467.
11. Y. Levin, P.S. Kuhn, M.C. Barbosa. Criticality in polar fluids // Physica A., 2001, 292, 129.
12. A.O. Tsebers and M.M. Maiorov. Magnetostatic instabilities in plane layers of magnetizable liquids. Magnetohydrodynamics, vol. 16 1980, N. 1, pp. 21–27.

## МАССОПЕРЕНОС В ПЛОСКОМ СЛОЕ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ ПРИ НАЛИЧИИ ЯДРА МАГНИТНОЙ КОНДЕНСАЦИИ

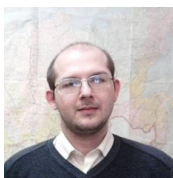
**Иванов А.С., Пшеничников А.Ф.**

Учреждение Российской Академии Наук

Институт Механики Сплошных Сред Уральское отделение РАН

614013, г. Пермь, ул. Академика Королева, д. 1. Факс (8342) 237-84-87;

e-mail: lesnichiy@icmm.ru



Иванов А.С. закончил физический факультет Пермского Государственного Университета по специальности «Радиофизика» в 2006 году. В 2011 году защитил диссертацию на соискание ученой степени к.ф.-м.н. В настоящее время является сотрудником лаборатории № 14 ИМСС УрО РАН.



Пшеничников А.Ф. закончил физический факультет Пермского Государственного Университета в 1969 г. В 1992 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени д.ф.-м.н., в 1998 г. получил звание профессора по специальности. С 1993 г. заведует лабораторией № 14 ИМСС УрО РАН. А.Ф. Пшеничниковым опубликовано более 200 научных работ и 6 авторских свидетельств на изобретения. В 2011 году присвоено звание "Заслуженный деятель науки РФ".

### Вводная часть

Известно, что воздействие произвольного внешнего магнитного поля на первоначально однородную магнитную жидкость приводит к обратимому появлению в ней капельных агрегатов. В настоящее время это явление широко исследовано теоретически и экспериментально (например, [1-4]) и рассматривается как фазовый переход первого рода (например, [3]).

Капельный агрегат в магнитной жидкости является макроскопическим объектом с характерными параметрами. В частности, наличие у капельного агрегата резкой границы (числовая концентрация коллоидных частиц  $n$  на поверхности агрегата испытывает скачек) позволяет говорить о существовании некоторого эффективного поверхностного натяжения  $\sigma$ , приходящегося на единицу поверхности агрегата. Эта эффективная величина характеризует часть свободной энергии агрегата

$$dU = \sigma dS, \quad (1)$$

где  $dS$  – элементарная площадь.

Интегрируя выражение (1) по всей поверхности агрегата можно получить полный вклад термодинамических сил поверхностного натяжения в энергию системы «капельный агрегат – окружающая жидкость». На сегодняшний день попытка оценить величину  $\sigma$  была сделана в [1], где межчастичное взаимодействие учтено в рамках приближения эффективного поля Вейсса. Для жидкости с  $n = 10^{22}$  м<sup>3</sup> значение  $\sigma$  между агрегированной и свободной коллоидными фазами составило всего  $10^{-5}$  Н/м. Это на несколько порядков меньше, чем у обычных жидкостей.

Приведенная оценка показывает, что понятие поверхности, являющейся границей между двумя фазами, является в случае капельного агрегата грубой идеализацией, а на практике межфазная граница представляет собой переходной слой, толщина которого сопоставима с межчастичными расстояниями и составляет несколько десятков нм. При этом понятие поверхности агрегата также оказывается непригодным для описания скоплений частиц, если речь идет о ситуации зарождения агрегатов и когда такие скопления еще не представляют собой агрегаты с резкой границей. В данном случае речь идет не столько о капельных агрегатах, сколько об областях с аномально повышенной концентрацией частиц. Вот почему изучение динамики высококонцентрированных областей представляет самостоятельный интерес для исследования: понимание эволюции высококонцентрированных областей в магнитной жидкости позволит лучше понять, что именно стоит за  $\sigma$  и позволит уточнить вклад термодинамических сил, действующих на межфазной границе, в свободную энергию агрегированной магнитной жидкости. Единственная на сегодняшний день экспериментальная попытка изучить эту задачу была предпринята ранее в [5], однако эта работа не была завершена и систематически исследована.

Предлагаемая работа посвящена экспериментальному изучению интенсивного массопереноса в магнитной жидкости, образующегося вследствие динамики высококонцентрированных областей, индуцированных сильным неоднородным магнитным полем вблизи ядра магнитной конденсации.

### Экспериментальная часть

Объектом изучения были слабоконцентрированные магнитные жидкости вида «магнетит-олеиновая кислота-керосин», приготовленные методом химического осаждения с объемной долей магнетита  $\varphi \approx 0,003$ . Область с повышенной концентрацией частиц создавалась в горизонтально расположенном плоском слое магнитной жидкости толщиной 0,55 мм, образованном двумя квадратными стеклянными фотопластинками марки ЛОИ-2 площадью порядка 4 см<sup>2</sup>. Толщина

слоя жидкости определялась каркасом из медной проволоки, расположенной по периметру стекол. Герметизировалась ячейка эпоксидной смолой.

Выделенная высококонцентрированная область в плоском слое жидкости получалась благодаря центру магнитной конденсации – частице восстановленного (химически чистого) железа с характерным размером 0,4 мкм, помещенной в слой коллоида (частица жестко приклеивалась к одному из плоских стекол ячейки). Такая частица не обладает собственным магнитным моментом в нулевом внешнем магнитном поле, однако под действием внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}$ , линии напряженности которого параллельны плоскости слоя, частица железа намагничивается и приобретает магнитный момент. Внешнее магнитное поле создавалось стабилизированными источниками питания внутри катушек Гельмгольца. Ячейка с магнитной жидкостью помещалась в область с высокооднородным полем внутри катушек. Наблюдение за областью возле ядра магнитной конденсации осуществлялось в проходящем свете с помощью инструментального микроскопа БМИ-1 с объективом 1,5 $\times$ , оборудованного цифровой камерой Levenhuk C130. Использование цифровой камеры позволило снимать видео процесса, наиболее типичные стадии которого показаны на серии рисунков (рис. 1–4).

На рис. 1 показана ситуация до включения поля  $\mathbf{H}$ : видна железная частица, окруженная однородной по концентрации слабоконцентрированной магнетитовой жидкостью. После включения магнитного поля  $\mathbf{H}$  железная частица намагничивается – у нее появляются собственные магнитные полюса, индуцирующие в окружающей магнитной жидкости сильное неоднородное магнитное поле, вызывающее дрейф магнитной фазы (как за счет магнитофореза, так и капельных агрегатов) к этим магнитным полюсам. По прошествии нескольких часов процесс устанавливается и наступает динамическое равновесие: непосредственно возле полюсов образуется высококонцентрированная область, плотность которой близка к плотности магнетита в капельном агрегате. Суждение о плотности подтверждается наблюдением за поведением высококонцентрированной области вблизи ядра магнитной конденсации и одиночными капельными агрегатами, создающимися в объеме жидкости на большом расстоянии от ядра: после выключения внешнего поля «выбросы» магнитной фазы от ядра, напоминающие протуберанцы, рассасываются в объеме окружающей слабоконцентрированной фазы с равными скоростями. После выключения внешнего поля  $\mathbf{H}$  происходит интенсивный отток высококонцентрированной магнитной фазы от ядра, сопровождающийся отчетливо видимым кон-

центрационным фронтом, расходящимся по 4-м квадрантам в виде лепестков. Скорость движения фронта нелинейная и составляет приблизительно  $3 \cdot 10^{-5}$  м/с.

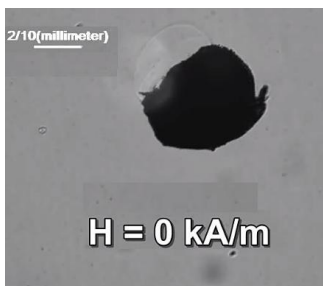


Рис. 1. Область возле железной частицы до включения внешнего магнитного поля

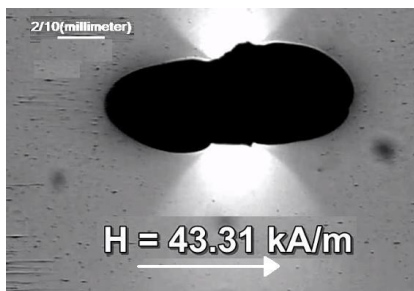


Рис. 2. Область возле ядра магнитной конденсации спустя 4 часа (равновесное распределение магнитной фазы в ячейке)

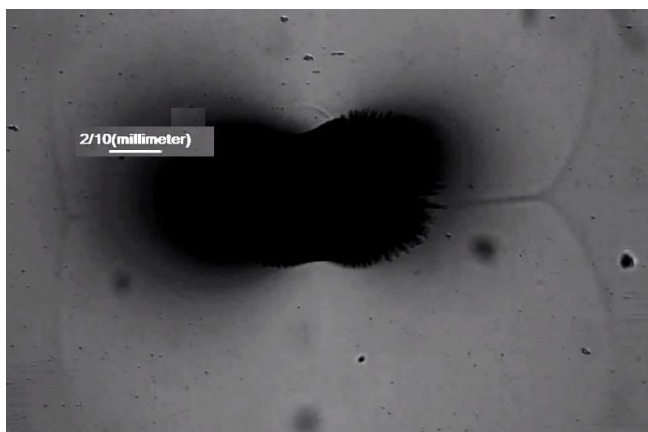


Рис. 3. Область магнитной жидкости возле ядра магнитной конденсации через несколько секунд после выключения поля **H**. Хорошо виден расходящийся концентрационный фронт в виде 4-ех лепестков

### Обсуждение результатов

На сегодняшний день создана экспериментальная установка, позволяющая наблюдать динамику высококонцентрированных областей магнитной жидкости, появляющихся вблизи ядра магнитной кон-

денсации. Наблюдение за движением концентрационного фронта и решение связанной магнитной и гидродинамической задачи позволит получить новую информацию о поверхностных эффектах в капельных агрегатах и уточнить выражение для свободной энергии многофазных сред.

#### ***Благодарности***

*Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 10-01-96038, 10-02-96022) в рамках программы ОЭММПУ РАН (проект № 12-Т-1-1008).*

#### **БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК**

1. Цеберс А.О. О роли поверхностных взаимодействий при расслоении магнитных жидкостей // Магнитная гидродинамика, 1982. с.21-27.
2. Чеканов В.В. Возникновение агрегатов как фазовый переход в магнитных коллоидах // Физические свойства магнитных жидкостей. Свердловск:УНЦ АН СССР, 1983. с.42-49.
3. Иванов А.О. Фазовое расслоение магнитных жидкостей // дисс. ...д.ф.-м.н. Екатеринбург, 1998.
4. Шурубор И.Ю. Расслоение ферроколлоидов: условия образования и магнитные свойства капельных агрегатов // дисс... к.ф.-м.н. Свердловск, 1989.
5. Пшеничников А.Ф., Шурубор И.Ю. Динамика областей с повышенной концентрацией ферромагнитных частиц // Статические и динамические свойства магнитных жидкостей. Свердловск:УНЦ АН СССР, 1987. с.49-56.

## МАГНИТНАЯ ЖИДКОСТЬ В ЗАЗОРЕ ПЕРМЕАМЕТРА: ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

**Пшеничников А.Ф.**

Институт механики сплошных сред УрО РАН,  
г. Пермь, ул. Ак. Королева, 1

**Кузнецов А.А.**

Пермский государственный национальный исследовательский  
университет,  
614990, г. Пермь, ул. Букирева, 15

### Введение

Физические свойства магнитных жидкостей во многом определяются межчастичными (Ван-дер-ваальсовыми, стерическими, магнитодипольными и гидродинамическими) взаимодействиями. Эти взаимодействия приводят к нелинейной зависимости намагничённости от концентрации частиц, образованию наноразмерных агрегатов, уширению спектра времен релаксации намагничённости, многократному усилению магнитофореза и фазовому переходу типа «газ–жидкость» [1–5]. В предлагаемой работе основное внимание сосредоточено на магнитодипольных взаимодействиях. Безразмерной характеристикой магнитодипольных взаимодействий служит параметр агрегирования  $\lambda = \mu_0 m^2 / 4\pi d^3 kT$ , где  $\mu_0$  – магнитная постоянная,  $m$  – магнитный момент коллоидной частицы,  $d$  – её полный диаметр,  $kT$  – тепловая энергия.

В области  $\lambda \leq 2$  результаты аналитических и численных исследований хорошо согласуются между собой и с экспериментальными данными. Однако с ростом параметра агрегирования ситуация изменяется на противоположную: при  $\lambda > 3$  результаты исследований критическим образом зависят от способа их получения. В первую очередь это относится к проблеме фазового перехода типа «парамагнетик – ферромагнетик». Хотя экспериментально такие переходы до сих пор не наблюдались [5], теория не даёт однозначного заключения о его невозможности. Вопрос о том, способны ли магнитодипольные взаимодействия привести к появлению дальнего ориентационного порядка, продолжает активно обсуждаться в научной литературе. Переходы ферроколлоидов в "ферромагнитное" состояние получены формально в рамках эффективного поля Вейсса [6], а затем с использованием функционала плотности самосогласованного поля [7], однако рассмотрение проблемы в рамках формализма прямой корреляционной функции ставит такие переходы под сомнение. К такому же

выводу приводит критический анализ метода функционала плотности, проведенный в [8]. Результаты численных экспериментов также оказались противоречивыми. Фазовый переход в «ферромагнитное» состояние обнаружен в [9–11] и не обнаружен в [12–15]. Очевидно, что одной из причин такой ситуации могут быть различия в использовавшихся алгоритмах вычислений.

Как известно [15], успех применения численных методов во многом зависит от решения двух серьезных методических проблем. Первая связана с ограниченностью размера моделируемой системы и возможностью перехода к термодинамическому пределу. Традиционный метод решения этой проблемы – наложение периодических граничных условий. Другая проблема – появление размагничивающих полей, связанных с преломлением силовых линий на границе образца. Размагничивающие поля нужно либо исключить, либо учесть при анализе результатов. Для решения этой проблемы применяются схемы, где периодические граничные условия сочетаются с техникой суммирования по Эвальду. Однако периодические граничные условия исключают возможность неоднородностей на масштабах, превышающих размер элементарной ячейки, и навязывают квазикристаллическую структуру материала в целом. Во всех работах, где наблюдался переход в магнитоупорядоченное состояние, использовались именно такие схемы. Естественно задаться вопросом, не является ли переход в «ферромагнитное» состояние артефактом, порождённым граничными условиями. Вопрос о роли суммирования по Эвальду в появлении потенциально ложного перехода рассматривался ранее в [16]. Оказалось, что, несмотря на использование нестандартных одномерных периодических условий, обеспечивающих отсутствие размагничивающего фактора без суммирования по Эвальду, переход второго рода сохраняется.

В данной работе периодические граничные условия не используются. Моделируется поведение ячейки магнитной жидкости, помещённой в пермеаметр. Это измерительная установка, широко применяемая для магнитных измерений в лабораторной практике и на производстве. Электромагнит пермеаметра выполнен обычно в виде прямоугольной рамы (“ярма”) из магнитомягкого материала с воздушным зазором. Испытуемый образец помещается в зазор и плотно зажимается между полюсами электромагнита. С помощью намотанных на ярмо катушек в зазоре создаётся высокооднородное магнитное поле. Силовые линии собственного магнитного поля, создаваемого образцом, (т.е. размагничивающего поля) замыкаются через железное ярмо, а не через пространство, прилегающее к боковой поверхности образца. В результате размагничивающее поле в образце уменьшается до пренебрежимо малой величины. При численном



моделировании считается, что образец зажат между двумя параллельными бесконечными плоскостями, пространство за которыми однородно заполнено магнитомягким веществом с  $\mu \rightarrow \infty$  (рис. 1). Такие граничные условия легко учесть с помощью дополнительного слагаемого в полной энергии магнитного диполя.

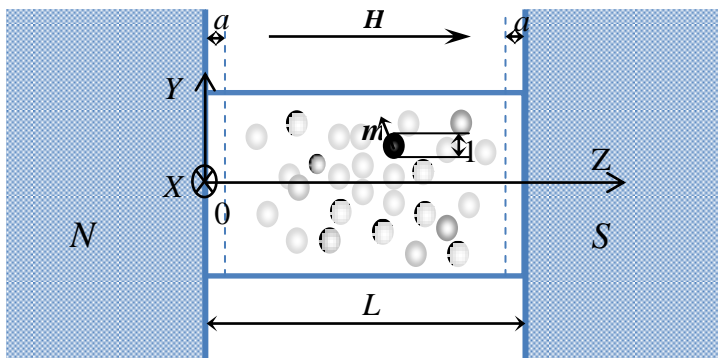


Рис. 1. Схема моделируемой ячейки

### Описание численного эксперимента

Ячейка с жидкостью – круговой цилиндр с жёсткими непроницаемыми стенками (рис. 1). Частицы жидкости аппроксимируются твердыми сферами диаметром  $d$  и магнитным моментом  $m$ . Все расстояния приводятся в единицах  $d$ . Равновесное состояние системы определяется тремя безразмерными параметрами – объёмной долей частиц  $\phi$ , параметром агрегирования  $\lambda$  и параметром Ланжевена  $\xi = \mu_0 m H_0 / kT$ . Замыкание магнитной цепи с помощью железного ярма позволяет пренебречь разностью между напряженностью  $H$  внутри образца и напряженностью  $H_0$  внешнего поля, т.е. решает одну из главных проблем, возникающих при моделировании дипольных систем. Основной целью численного эксперимента являлось определение равновесной намагниченности системы  $M = m \langle \cos \theta \rangle$  ( $n$  – числовая концентрация частиц,  $\theta$  – угол между моментом частицы  $m$  и напряженностью поля  $H$ ). Квадратные скобки здесь означают последовательное усреднение по ансамблю частиц и по времени.

Приведенная магнитостатическая энергия частицы состоит из трех слагаемых, отвечающих за взаимодействие частицы с внешним полем, диполь-дипольные межчастичные взаимодействия и взаимодействия частицы с полюсными наконечниками пермеаметра, соответственно:

$$\frac{U_i}{kT} = -\xi \cos \theta_i - \lambda \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \left( \frac{3(\mathbf{e}_i \mathbf{r}_{ij})(\mathbf{e}_j \mathbf{r}_{ij})}{r_{ij}^5} - \frac{(\mathbf{e}_i \mathbf{e}_j)}{r_{ij}^3} \right) + \Delta U_i. \quad (1)$$

Здесь  $\mathbf{e}_i$  – единичный вектор вдоль магнитного момента  $i$ -й частицы,  $\mathbf{r}_{ij}$  – вектор, соединяющий  $i$ -ю и  $j$ -ю частицы. Это, последнее слагаемое в (3) можно определить, решая стандартную магнитостатическую задачу о диполе, расположенном между двумя полупространствами с магнитной проницаемостью  $\mu_2 \gg \mu_1$ . Опуская громоздкие промежуточные вычисления, запишем результат:

$$\frac{\Delta U_i}{kT} = -\frac{\lambda L^3 - 3Lz_i(L - z_i)}{8 z_i^3 (L - z_i)^3} (1 + \cos^2 \theta), \quad (3)$$

где  $z_i$  – расстояние от центра произвольного сферического диполя до поверхности наконечника;  $L$  – ширина рабочего зазора.

### Результаты расчетов

В настоящей работе использовался стандартный алгоритм Метрополиса для канонического ансамбля [17]. Стерические взаимодействия частиц учитывались введением прямого запрета на взаимное проникновение частиц и пересечение частиц со стенками цилиндра. Начальное микросостояние системы создавалось путем хаотического заполнения цилиндрического образца сферическими диполями. Необходимое число Монте-Карло шагов подбиралось таким образом, чтобы среднеквадратичная погрешность вычислений, определенная по десяти выборкам, не превышала 1%. Все расчеты проведены для системы, содержащей  $10^3$  частиц. В качестве основных «входных» параметров использовались параметр агрегирования  $\lambda$  и объемная доля частиц  $\varphi$ .

Так как переход «парамагнетик–ферромагнетик» сопровождается быстрым ростом начальной восприимчивости с понижением температуры, основное внимание в данной работе было сфокусировано на вычислении начальной восприимчивости системы при различных температурах и концентрациях магнитной фазы. Результаты расчетов представлены в виде зависимости начальной восприимчивости  $\chi$  от ее ланжевеновского значения  $\chi_L = \mu_0 m_2 n / 3kT = 8\lambda\varphi$ , строго пропорционального концентрации и обратно пропорционального температуре. В приближении Ланжевена, межчастичные взаимодействия не учитываются, поэтому разница между  $\chi$  и  $\chi_L$  может служить мерой влияния межчастичных взаимодействий на равновесную намагниченность системы. Так как линейный участок кривой намагничивания ограничен условием  $\xi < 0.3$ , вычисления начальной восприимчивости проводились при  $\xi = 0.28$ . Равновесное распределение частиц наступало при-

мерно после тысячи МК-шагов.

Еще одной серьезной методической проблемой при МК-моделировании дипольной системы является оптимальный выбор геометрических размеров образца. Из-за конечных размеров системы вблизи поверхности полюсного наконечника образуется узкая щель, недоступная для магнитных ядер частиц в силу стерического отталкивания. Появление такой щели означает появление слабого размагничивающего поля и необходимость введения соответствующей поправки к напряженности поля внутри образца. Схема пермеаметра в численном эксперименте позволяет многократно уменьшить размагничивающее поле, но не устраняет проблему полностью, если размер образца недостаточно большой. Очевидно, что поправка на размагничивающее поле должна уменьшаться с удлинением образца, что позволяет рассчитать ее по зависимости эффективной восприимчивости системы от длины образца.

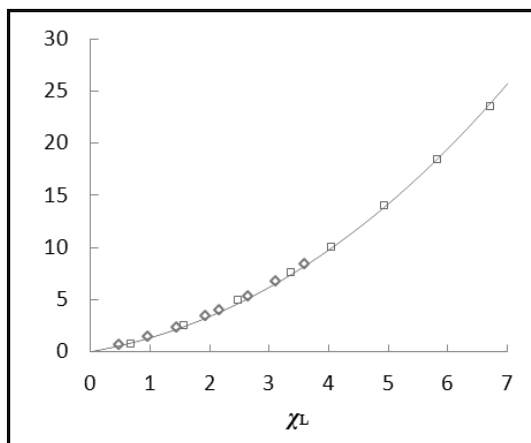


Рис. 2. Восприимчивость системы взаимодействующих диполей в зависимости от ланжевеновской восприимчивости.  $\diamond$  -  $\lambda = 1.5$ ,  $\square$  -  $\lambda = 2.8$ .

Сплошная линия – формула (4).

Сплошная линия на рис. 2 соответствует известной формуле для начальной восприимчивости дипольной системы, полученной в рамках модифицированной модели эффективного поля [4].

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

Эта формула хорошо согласуется с результатами лабораторных экспериментов и с результатами численного моделирования в области умеренных параметров агрегирования  $\lambda \leq 2$  [5, 18]. Как видно из ри-

сунка, результаты, полученные в данной работе, хорошо согласуются с этой формулой.

Для фазового перехода в магнитоупорядоченное состояние естественно было бы ожидать появления на графике неограниченного возрастания магнитной восприимчивости и асимптотического её стремления к прямой  $\chi_L = \text{const}$ . Ничего подобного в нашей работе не наблюдалось, по крайней мере, в области  $\lambda < 4$ . Тем не менее, к полученным здесь результатам нужно относиться с некоторой осторожностью, так как в эти результаты необходимо вводить корректирующие поправки, связанные с конечностью системы. Мы предполагаем выполнить эту работу в ближайшее время.

*Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 10-01-96038) в рамках программы ОЭММПУ РАН (проект 12-Т-1-1008).*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Пшеничников А.Ф., Шлиомис М.И. // Изв. АН СССР, серия физическая. 1987. Т. 51, N 6. С. 1067.
2. Морозов К.И. // Изв. АН СССР, серия физическая. 1987. Т. 51, N 6. С. 1073.
3. Pshenichnikov A.F. // J. Magn. Magn. Mater. 1995. Vol. 145. P. 319.
4. Ivanov A. O., Kuznetsova O. B. // Phys. Rev. E. 2001. Vol. 64. Issue 4. 041405.
5. Пшеничников А.Ф., Лебедев А.В. // Коллоидный журнал. 2005. Т.67, №2. С. 218.
6. Цеберс А.О. // Магнитная гидродинамика. 1982, № 2. С. 42.
7. Szalai I., Dietrich S. // Molecular Physics. 2005. Vol. 103, No. 21-23. P. 2873.
8. Morozov K. I. // J. Chem. Phys. 2003. Vol. 119, No. 24. P. 13024.
9. Ivanov A.O. // Phys. Rev. E. 2003. Vol. 68, No. 1. 011503.
10. Wei D.Q., Patey G. N. // Phys. Rev. A. 1992. Vol. 46, No. 12. P. 7783.
11. Weis J. J. // J. Chem. Phys. 2005. Vol. 123, no. 4. 044503.
12. Klapp S. H. L., Schoen M. // J. Chem. Phys. 2002. Vol. 117, no. 17. P. 8050.
13. Wolde P. R., Oxtoby D. W., Frenkel D. // J. Chem. Phys. 1999. Vol. 111. P. 4762.
14. Пшеничников А. Ф., Мехоношин В. В. // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 72, вып. 4. С. 261.
15. Pshenichnikov A.F., Mekhonoshin V.V. // J. Magn. Magn. Mater. 2000. Vol. 213. P. 357.
16. Пшеничников А. Ф., Разумков А. В. // Труды XVI Зимней школы по механике сплошных сред. ИМСС УрО РАН. Пермь. 2009. С. 4.
17. Д. В. Хеерман. Методы компьютерного эксперимента в теоретической физике. М.: Наука, 1990. 108 с.
18. Ivanov A. O., Kantorovich S.S., Reznikov E. N., et. al. // Magnetohydrodynamics, 2007. Vol. 43, No. 4. P. 393.

## ДИНАМИКА ФОРМЫ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ МИКРОКАПЛИ В ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И ВРАЩАЮЩЕМСЯ МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

Ткачева Е.С., Закинян А.Р., Диканский Ю.И.

ФГБОУ ВПО «Ставропольский государственный университет»,  
355009, г. Ставрополь, ул. Пушкина, 1,  
e-mail: tkacheva\_es@mail.ru

Интерес к исследованию поведения капель жидкости в силовых полях связан как с широким применением эмульсий и аэрозолей в технике и быту, так и с чисто научной проблемой изучения движения жидких масс, нередко ведущих себя в условиях невесомости подобно каплям [1, 6, 9, 12]. Новые возможности в таких исследованиях открываются благодаря применению магнитных жидкостей, способных эффективно взаимодействовать как с магнитными, так и с электрическими полями. В ряде существующих работ подробно изучено поведение капель магнитной жидкости во внешних стационарных и переменных магнитных полях [2–4, 10, 11, 14]. Значительно меньше внимания уделено исследованию поведения капель магнитной жидкости при одновременном воздействию на них магнитных и электрических полей. Некоторые результаты подобных исследований представлены в работах [7, 8, 14], где изучается поведение капель магнитной жидкости при одновременном воздействии на них постоянных магнитного и электрического полей, а также постоянного магнитного и переменного электрического поля.

В экспериментах использовалась магнитная жидкость на основе керосина с диспергированными в нем наночастицами магнетита, стабилизированными олеиновой кислотой. Поскольку размеры наночастиц (диаметр  $\sim 10$  нм) гораздо меньше размеров исследуемых капель магнитной жидкости, а также помещаемых в магнитную жидкость немагнитных капель, то ее, в данном случае, можно рассматривать как сплошную жидкую намагничивающуюся среду. Плотность применявшейся магнитной жидкости составляла  $1620 \text{ кг/м}^3$ , ее динамическая вязкость  $30 \text{ мПа}\cdot\text{с}$ , магнитная проницаемость 8, диэлектрическая проницаемость 6.2 удельная электрическая проводимость  $10^{-6} \text{ См/м}$ . В качестве немагнитной диэлектрической жидкости было использовано масло АМГ-10 плотностью  $776 \text{ кг/м}^3$ , динамическая вязкость которого составляла  $14.5 \text{ мПа}\cdot\text{с}$ , диэлектрическая проницаемость 2.2 удельная электрическая проводимость  $10^{-12} \text{ См/м}$ . Выбор этого масла обусловлен тем, что оно не растворяется в магнитной жидкости, и, при этом, межфазное натяжение на границе масла и магнитной жидкости ока-

зывается относительно малым. Для применявшихся в экспериментах магнитной жидкости и масла оно составляло величину  $1.1 \cdot 10^{-5}$  Н/м. Благодаря этому, значительную деформацию исследованных капель удается наблюдать при воздействии относительно слабых магнитных и электрических полей, что упрощает проведение экспериментальных исследований.

Образец для исследования приготавливался путем механического смешивания малого объема одной жидкости в другой с помощью электромеханической мешалки. В результате получалась либо эмульсия масла в магнитной жидкости, либо магнитной жидкости в масле. Приготовленный образец помещался в ячейку, представлявшую собой предметное стекло, на поверхность которого наклеены две прямоугольные металлические пластины, в зазоре между торцами которых создавалось переменное электрическое поле. Для этого на пластины подавалось электрическое напряжение. Зазор между пластинами заполнялся взвесью капель магнитной жидкости в немагнитной среде или немагнитных капель в магнитной жидкости, после чего ячейка закреплялась на столике микроскопа. Из-за возможной поляризации электродов и электрофоретической миграции наблюдаемых капель в постоянном электрическом поле, исследования были проведены в переменном электрическом поле в частотном диапазоне 10 Гц – 200 кГц и при действующем значении напряженности от 0 до 270 кВ/м. Электрическое поле в области расположения отдельной исследуемой капли можно было считать однородным. Вращающееся магнитное поле создавалось двумя парами перпендикулярно установленных катушек Гельмгольца, на которые подавалось синусоидальное напряжение от двухканального генератора со сдвигом фаз  $\pi/2$ . Ячейка с образцом располагалась в области однородного магнитного поля. Напряженность магнитного поля изменялась в диапазоне от 0 до 6 кА/м, частота вращения поля – от 0,5 до 10 Гц.

Вначале было исследовано поведение магнитной капли, взвешенной в немагнитной жидкости. При воздействии вращающегося магнитного поля частотой 9 Гц на первоначально сферическую магнитную каплю она начинала сплющиваться, приобретая форму сплюснутого эллипсоида вращения ( $a = b > c$ , здесь полуоси  $a$  и  $b$  лежат в плоскости поля,  $c$  – перпендикулярна ей). Если капля была довольно крупных размеров ( $\sim 20$  мкм), то наблюдалась также гребенчатая неустойчивость на границе с окружающей средой. Такое поведение капли связано с тем, что при быстром вращении поля форма капли не успевает следовать за его изменением, вследствие чего и происходит сплющивание капли в плоскости поля и превращение капли. Это возможно, когда период вращения поля меньше характерного времени релаксации формы капли. При воздействии низкочастотного (12 Гц) электрического поля на первоначально сферическую каплю магнитной жидко-

сти наблюдалось ее сплющивание в направлении поля, и капля принимала форму сплюснутого эллипсоида вращения, сечение которого, имеющее максимальную площадь перпендикулярно электрическому полю ( $a < b = c$ , здесь ось  $a$  параллельна электрическому полю). При воздействии же высокочастотного переменного электрического поля (210 Гц) магнитная капля вытягивалась вдоль направления поля.

Наибольший интерес представляет изучение динамики капли при одновременном воздействии переменного электрического и вращающегося магнитного полей. Было обнаружено, что в этом случае капля магнитной жидкости принимает форму трехосного эллипсоида. На рис. 1 приведены экспериментальные зависимости отношения полуосей деформированной капли магнитной жидкости от напряженности электрического поля. Измерения проводились путем фотографирования капель и последующей компьютерной обработки полученных изображений. Также были проведены измерения отношения полуосей этой же капли магнитной жидкости во вращающемся магнитном и высокочастотном (210 Гц) электрическом поле. Полученные зависимости отношения полуосей капли от напряженности электрического поля представлены на рис. 2.

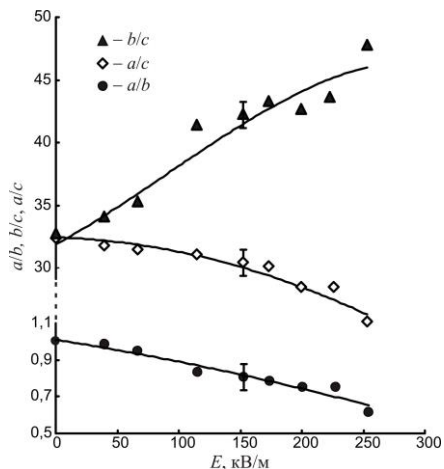


Рис. 1. Зависимость отношения полуосей деформированной капли от напряженности электрического поля ( $f = 12$  Гц), полученная для капли радиусом 10,5 мкм при  $H = 5$  кА/м.

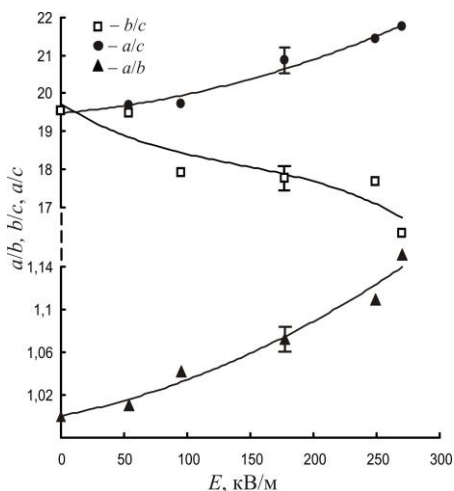


Рис. 2. Зависимость отношения полуосей деформированной капли от напряженности электрического поля ( $f = 210$  Гц), полученная для капли радиусом 10,5 мкм при  $H = 5$  кА/м.

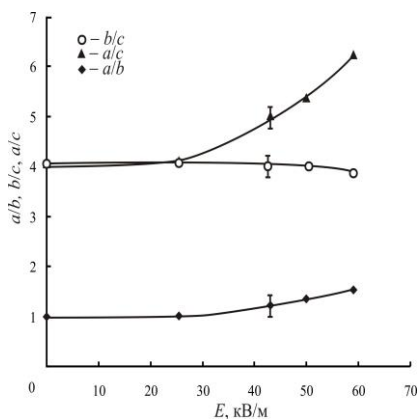


Рис. 3. Зависимость отношения полуосей деформированной немагнитной капли от напряженности электрического поля ( $f = 12$  Гц), полученная для капли радиусом  $16,8$  мкм при  $H = 4,5$  кА/м.

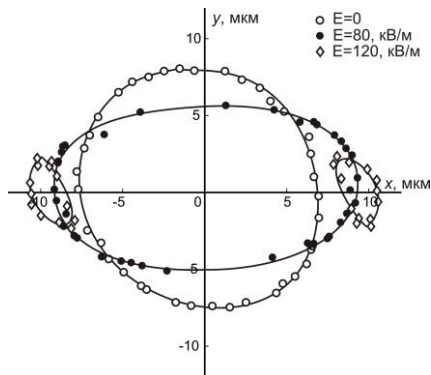


Рис. 4. Траектория движения конца капли во вращающемся магнитном поле при различной напряженности электрического поля.

Далее проводились исследования динамики диэлектрической капли, помещенной в магнитную жидкость, при воздействии электрического и магнитного полей. В переменном электрическом поле немагнитная капля вытягивалась вдоль силовых линий поля в независимости от частоты электрического поля, что отличает ее поведение от поведения капли магнитной жидкости. Во вращающемся высокочастотном ( $> 9$  Гц) магнитном поле наблюдалось сплющивание диэлектрических капель в плоскости вращения поля. При этом в низкочастотном ( $0,9$  Гц) вращающемся магнитном поле диэлектрическая капля вытягивалась вдоль поля после чего наблюдалось вращение ее формы вслед за направлением поля.

Воздействие дополнительного переменного электрического поля на сплюснутую в высокочастотном ( $9$  Гц) вращающемся магнитном поле диэлектрическую каплю приводит к тому, что она принимает форму трехосного эллипсоида. Были измерены зависимости отношения полуосей деформированной капли от напряженности электрического поля (рис. 3). Обозначения полуосей аналогичны представленным выше.

При одновременном воздействии низкочастотного ( $0,9$  Гц) вращающегося магнитного поля и переменного электрического поля на немагнитную каплю наблюдалось изменение траектории вращения полюса вытянутой капли. Первоначально круговая траектория при низких значениях напряженности



электрического поля переходила в эллиптическую, а затем, с ростом напряженности электрического поля, происходило колебание полюса (конца) капли относительно оси вращения. Для визуализации описанных явлений была построена траектория движения конца капли в низкочастотном вращающемся магнитном поле при различных напряженностях электрического поля, которая представлена на рис. 4.

### Заключение

Таким образом, на основе результатов проведенных исследований можно заключить, что одновременное действие электрических и магнитных полей приводит к новым закономерностям деформации капель жидкости. Это в свою очередь может приводить к существенному изменению структурного состояния таких систем как магнитодиэлектрические эмульсии, что позволяет сделать вывод о возможности регулирования макроскопических электрических свойств таких сред магнитным полем, и наоборот, магнитных свойств посредством воздействия электрическим полем. Это позволяет ожидать проявления интересных закономерностей макроскопических свойств магнитодиэлектрических эмульсий при воздействии на них внешних полей.

### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Закинян А., Диканский Ю. Магнитные и электрические свойства магнитных эмульсий. Саарбрюккен–Москва, LAP Lambert Academic Publishing, 2011, 146 с.
2. Диканский Ю.И., Закинян А.Р. Динамика немагнитной капли, взвешенной в магнитной жидкости, во вращающемся магнитном поле // Журнал технической физики. – 2010. – Т. 80, вып. 8. С. 8–12.
3. Диканский Ю.И., Нечаева О.А., Закинян А.Р. Деформация микрокапель магниточувствительной эмульсии в магнитном и электрическом полях // Коллоидный журнал. – 2006. Т. 68. № 2. С. 161–165.
4. Диканский Ю.И., Нечаева О.А., Закинян А.Р., Константинова Н.Ю. Эффекты структурных превращений в магнитных эмульсиях // Коллоидный журнал, 2007, том 69, № 6, С. 737–741.
5. Диканский Ю. И., Цеберс А. О. Шацкий В. П. Свойства магнитных эмульсий в электрическом и магнитном полях // Магнитная гидродинамика. – 1990. № 1. С. 32–38.
6. Ткачева Е.С., Закинян А.Р., Динамика формы магнитных и немагнитных капель магнитодиэлектрических эмульсий в магнитном и электрическом полях // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки – 2009. – №4. С. 76–82.
7. Vacri J.-C., Cebers A., Perzynski R. Behavior of a magnetic fluid microdrop in a rotating magnetic field // Phys. Rev. Lett. – 1994. Vol. 72. N 17. P. 2705–2708.
8. Dikansky Y.I., Zakinyan A.R., Tyatyushkin A.N. Anisotropy of magnetic emulsions induced by magnetic and electric fields // Phys. Rev. E – 2011. Vol. 84, 031402.
9. Lebedev A.V., Engel A., Morozov K.I., Bauke H. Ferrofluid drops in rotating magnetic fields // New J. Phys. – 2003. Vol. 5. P. 57.1–57.20.
10. Tyatyushkin A.N., Velarde M.G. On the interfacial deformation of a magnetic liquid drop

- under the simultaneous action of electric and magnetic fields // *J. Colloid Interface Sci.* – 2001. Vol. 235. P. 46–58.
11. Torza S., Cox R. G., Mason S. G. Electrohydrodynamic deformation and burst of liquid drops // *Phil. Trans. Roy. Soc. London.* – 1971. A 269. N 1198. P. 295 – 319.
  12. Zakinyan A., Dikansky Y. Drops deformation and magnetic permeability of a ferrofluid emulsion // *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects* 380 (2011) 314–318.
  13. Zakinyan A., Nechaeva O., Dikansky Yu. Motion of a deformable drop of magnetic fluid on a solid surface in a rotating magnetic field // *Experimental Thermal and Fluid Science* 39 (2012) 265–268.
  14. Zakinyan A., Tkacheva E., Dikansky Y. Dynamics of a dielectric droplet suspended in a magnetic fluid in electric and magnetic fields // *Journal of Electrostatics.* Vol. 70. Issue 2. (2012) pp. 225–232.

## **ОСОБЕННОСТИ НАМАГНИЧИВАНИЯ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ, СОДЕРЖАЩИХ НАМАГНИЧЕННЫЕ АГРЕГАТЫ**

**Диканский Ю.И., Гладких Д.В., Золотухин А.А.**

ФГБОУ ВПО Ставропольский государственный университет  
355009, г. Ставрополь, ул. Пушкина, 1. Факс: (8652)354033,  
e-mail: Dikansky@mail.ru

Возможность возникновения дальнего магнитного порядка в системе коллоидных однодоменных частиц ранее рассматривалась в ряде работ [1-8], однако к настоящему времени этот вопрос еще остается недостаточно ясным. Согласно выводам теоретической работы [9] в ансамблях частиц, претерпевающих только магнитодипольные взаимодействия, реализация такого порядка не представляется осуществимой. Напротив, согласно результатам численного моделирования дипольных систем, осуществленного авторами [1, 2], дипольные взаимодействия способны привести к формированию «ферромагнитной» фазы в виде доменной структуры с неоднородной намагниченностью. Аналогичные результаты получены аналитически в работе [3, 4], а в [5] сообщается об обнаружении в магнитном коллоиде с частицами нитрида железа «ферромагнитных флуктуаций». Вместе с тем авторами [6, 7], на основе анализа известных и полученных ими результатов магнитных измерений различного типа ферроколлоидов, сделан вывод об отсутствии оснований для предположения о возможности спонтанного перехода в таких системах в магнитоупорядоченное состояние. Следует, однако, заметить, что магнитные коллоиды, в отличие от идеализированного ансамбля дипольных частиц, являются более сложным объектом с полидисперсными частицами, способными под воздействием поля или других факторов, связанных с их коллоидным состоянием, образовывать сложные магнитоструктурные связи, оказывающие существенное влияние на процессы намагничивания таких систем. Это дает возможность допустить, что в структурных образованиях из коллоидных частиц может сохраняться намагничение, возникающее за счет взаимодействия частиц или действия внешних полей. Ранее в [8] нами сообщалось об обнаружении хорошо развитой системы намагниченных агрегатов, возникшей в магнитной жидкости на основе керосина при длительном ее хранении, в работе [10] приведена методика и определены условия их получения. В настоящей работе приводятся некоторые результаты исследования магнитных жидкостей с такими агрегатами.

Изучение структурных образований проводилось с помощью наблюдений в оптический микроскоп, снабженный катушками Гельмгольца для создания магнитного поля. Полученное изображение скапировалось на монитор компьютера для последующей обработки. Исследование намагниченности осуществлялось с помощью вибрационного магнетометра фонеровского типа, подробно описанного ранее в [11]. Начальный участок кривых намагничивания получали с помощью баллистического метода, при этом использовался вариант «включения-выключения» поля в присутствии образца МЖ в измерительном контуре. Для измерения магнитной восприимчивости использовался мостовой метод [12].

Реальные магнитные коллоиды полидисперсны, они могут содержать как мелкие частицы, для которых характерен первый механизм релаксации (неелевский), так и более крупные частицы, магнитный момент которых можно считать при комнатных температурах жестко связанным с твердой матрицей. Благодаря стремлению создания устойчивых магнитных коллоидов в настоящее время разработаны технологии, позволяющие синтезировать такие системы с предельно малым размером частиц (меньше 8–9 нм), в которых направление магнитных моментов изменяется за счет тепловых флуктуаций. В случае коллоида с более крупными частицами (со средним диаметром более 10 нм) большая их часть могут представлять собой жесткие магнитные диполи. Согласно результатам наших исследований именно в таких коллоидах могут при определенных условиях возникать агрегаты, сохраняющие магнитный момент. Как правило, такие агрегаты обладают хорошо выраженной анизотропией формы, достаточно быстро реагируют на включение внешнего магнитного поля, а при его отсутствии ориентируются вдоль силовых линий магнитного поля Земли. В некоторых случаях такие агрегаты имеют нитевидную форму, при этом минимум магнитной энергии при отсутствии магнитного поля осуществляется за счет разветвления и переплетения агрегатов. Возникновение намагниченных агрегатов возможно при длительном (до нескольких десятков лет) хранении магнитных коллоидов с относительно большим значением среднего размера частиц, когда реализуется броуновский механизм магнитной релаксации. Кроме того, такие образования могут быть получены путем искусственного нарушения агрегативной устойчивости такого, первоначально однородного коллоида при добавлении коагуляторов (например, избытка олеиновой кислоты).

На рис. 1 показаны намагниченные агрегаты, полученные путем добавления в первоначально однородную МЖ, средний размер дисперсных частиц которой составлял 14 нм, избытка олеиновой кислоты.

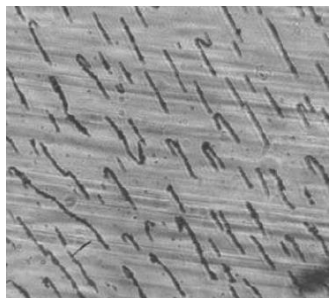


Рис. 1. Намагниченные агрегаты, сформировавшиеся в магнитном коллоиде при добавлении олеиновой кислоты

Было установлено, что начальный участок кривых намагничивания образцов с намагниченными агрегатами имеет перегиб в области небольших значений напряженности поля (рис. 2, кривая 1), чего никогда не наблюдалось ранее для однородных магнитных жидкостей (не имеющих агрегатов).

При этом он имеет большую крутизну, чем начальный участок кривой намагничивания магнитной жидкости с таким же содержанием магнитной фазы, но однородной по составу (рис. 2, кривая 2). Наличие перегиба на кривой намагничивания указывает на то, что зависимость средней магнитной восприимчивости (определенной как  $\chi = M/H$ ) от напряженности магнитного поля имеет максимум в области перегиба. Такой же характер, как показали измерения в переменных полях при дополнительном воздействии постоянным полем, имеет и полевая зависимость действительной части магнитной восприимчивости, которая может быть идентифицирована как дифференциальная восприимчивость.

На рис. 3 приведены зависимости дифференциальной (кривая 1) и

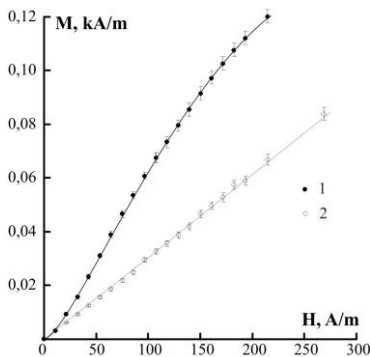


Рис. 2. Начальный участок кривой намагничивания: 1 – МЖ с намагниченными агрегатами; 2 – МЖ на основе керосина с такой же объемной концентрацией

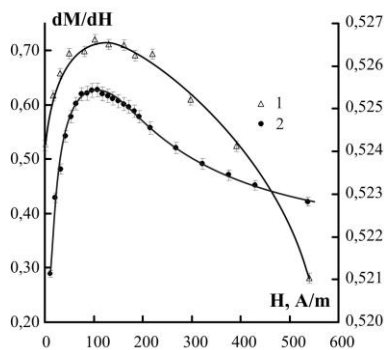


Рис. 3. Зависимости дифференциальной (кривая 1) и средней магнитной восприимчивости (кривая 2) от напряженности постоянного магнитного поля

средней магнитной восприимчивости (кривая 2) от напряженности постоянного магнитного поля.

Как видно из рисунка наблюдается совпадение значений напряженности максимумов. Исследование зависимости дифференциальной восприимчивости от напряженности постоянного поля при различных значениях частоты измерительного поля показали независимость напряженности поля, соответствующей максимуму от частоты.

Кроме того, было обнаружено, что магнитные свойства магнитной жидкости с намагниченными агрегатами зависят от геометрии образца (толщины слоя жидкости). Так, оказалось, что при уменьшении толщины слоя магнитного образца максимум зависимости магнитной восприимчивости от напряженности поля, обнаруженный для объемных образцов исчезает. Соответственно исчезает и перегиб на начальном участке кривой намагничивания. Был обнаружен гистерезис намагничивания тонкого слоя магнитной жидкости со спонтанно

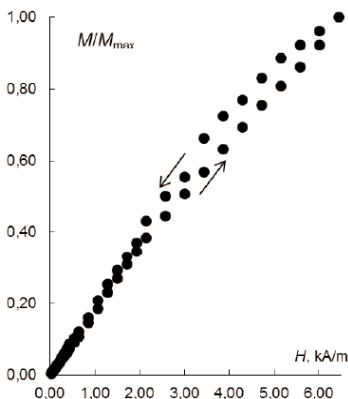


Рис. 4. Гистерезисный характер кривой намагничивания МЖ с намагниченными агрегатами.

намагниченными агрегатами наночастиц (рис. 4). Показано, что площадь петли гистерезиса уменьшается при уменьшении толщины слоя жидкости. При этом для жидкости, в которой отсутствуют спонтанно намагниченные агрегаты, гистерезисный характер намагничивания не наблюдается, намагниченность такой жидкости также не зависела от толщины слоя образца.

Очевидно, что перегиб кривой намагниченности и, как следствие, наличие максимумов полевых зависимостей восприимчивости обусловлены вкладом ориентационного вращения намагниченных агрегатов в общую намагниченность исследуемых сред. Действительно, под воздействием поля агрегаты начинают ориентироваться вдоль направления поля даже при небольших значениях его напряженности и объединяются в нитевидные структуры при дальнейшем его увеличении. Эти процессы и приводят к первоначальному увеличению магнитной восприимчивости. При достаточно сильных полях, когда все вытянутые агрегаты выстроятся вдоль поля, увеличение намагниченности системы обеспечивается за счет ориентации дисперсных частиц, составляющих агрегаты и находящихся в омывающей их слабokonцентрированной фазе. В этом диа-

пазоне напряженности поля магнитная восприимчивость, вследствие начавшегося насыщения намагниченности системы начинает уменьшаться.

Особенности намагничивания магнитных жидкостей, содержащих намагниченные агрегаты, являются причиной некоторых интересных эффектов взаимодействия ограниченных объемов таких систем с магнитными полями. Один из таких эффектов связан с взаимодействием капли магнитной жидкости, растекшейся по поверхности воды с магнитным полем. Для его изучения на поверхность воды, в которую предварительно было добавлено жидкое мыло для уменьшения поверхностного натяжения, с помощью пипетки помещалась капля магнитной жидкости. Капля растекалась в виде пленки на поверхности воды, сохраняя округлую форму. Воздействие магнитного поля, направленного вдоль поверхности воды, приводило к деформации округлой пленки магнитной жидкости, так, что ее форма становилась близкой к эллипсоидной. При изменении направления поля на противоположное, пленка магнитной жидкости сначала принимала форму круга, а затем деформировалась таким же образом, как и до изменения направления поля. При использовании для получения таких пленок магнитных жидкостей, содержащих намагниченные агрегаты, изменение направления поля на противоположное, напротив, приводит к повороту деформированного агрегата на 180 градусов. Наиболее наглядно различие поведения пленок из обычной и содержащей намагниченные агрегаты магнитных жидкостей проявляются в переменном магнитном поле низкой частоты. В этом случае, форма пленочного образования из обычной (однородной) магнитной жидкости пульсирует (принимает поочередно форму круга и эллипса). Пленка же из магнитной жидкости с намагниченными агрегатами в переменном поле принимает форму эллипса, который приходит в колебательное движение (рис. 5). При достаточно высокой частоте поля, как пульсации формы капли из обычной жидкости, так и колебательное движение пленок из магнитной жидкости с намагниченными агрегатами прекращаются.

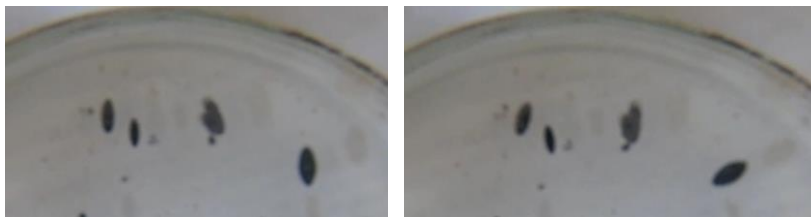


Рис. 5. Поведение пленки магнитной жидкости с намагниченными агрегатами в переменном магнитном поле.

Очевидно, это связано с тем, что при достижении некоторой частоты вращения магнитного поля, его период становится меньше как времени релаксации формы капли, так и собственного времени ее поворота.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ.*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Wei D. and Patey G.N. // Phys. Rev. Lett.. 1992. Vol. 68. P. 2043.
2. Levesque D. and Weis J.J. // Phys. Rev. E. 1994. Vol. 49. P. 5131.
3. Groh B. and Dietrich S. // Phys. Rev. E. 1998. Vol. 57. P. 4535.
4. Groh B. and Dietrich S. // Phys. Rev. E. 1996. Vol. 53. P. 2509.
5. Mamiya H., Nakatani I., and Furubayshy T. // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84. P. 6106.
6. Pshenichnikov A.F., Mekhonoshin V.V. and Lebedev A.V. // J. Magn. Magn. Mater. 1996. Vol. 161. P. 94.
7. Пшеничников А.Ф., Лебедев А. В. // Коллоидный журнал. 2005. Т. 67. № 2. С. 218 – 230.
8. Диканский Ю.И., Балабанов К.А., Борисенко О.В., Киселев В.В. // Магнитная гидродинамика. 1997. Т. 33. № 2. С. 243 – 245.
9. Белобров П.И., Гехт Р.С., Игнатченко В.А. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. № 3. С. 1097 – 1108.
10. Диканский Ю.И., Вегера Ж.Г., Закинян Р.Г., Нечаева О.А., Гладких Д.В. // Коллоидный журнал. 2005. Т. 67. № 2. С. 161 – 166.
11. Чечерников В.И. Магнитные измерения. М.: Изд-во МГУ. 1969. 388с.
12. Куникин С.А., Гладких Д.В., Диканский Ю.И. // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 2. С. 41 – 44.
13. A. Zakinyan, O.Nechaeva, Yu. Dikansky. Experimental Thermal and Fluid Science 39 (2012). P.265-268.



## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА РОСТА ПАРОВОГО ПУЗЫРЬКА ПРИ КИПЕНИИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

<sup>1</sup>Яновский А.А., <sup>1</sup>Симоновский А.Я., <sup>2</sup>Холопов В.Л.

<sup>1</sup>Ставропольский государственный университет  
355009, г. Ставрополь, ул. Пушкина, 1. Факс: (8652) 237-12-56;  
e-mail: aa.yanovskiy@yandex.ru

<sup>2</sup>Институт механики МГУ,  
119192 г. Москва, Мичуринский проспект, д.1. Факс: (8495)939-30-10;  
e-mail: 1111@imec.msu.ru



Яновский Александр Александрович в 2009 г. окончил Ставропольский государственный университет и поступил в аспирантуру на кафедру «Теоретической физики» физико-математического факультета СГУ. В настоящее время является аспирантом 3 года обучения. Опубликовал 15 научных работ.



Симоновский Александр Яковлевич в 1999 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по теме «Проблемы тепло- и массопереноса в магнитных жидкостях». Опубликовал более 160 научных работ, в том числе более 30 статей, авторское свидетельство на изобретение, около 10 статей в иностранных журналах. В настоящее время профессор кафедры теоретической физики Ставропольского государственного университета.



Холопов Владимир Львович в 1967 окончил Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова по специальности «физика». Имеет более 40 научных публикаций, в том числе 19 статей и патент РФ на изобретение. В настоящее время является старшим научным сотрудником Института механики МГУ. Научно-исследовательская работа его в области магнитных жидкостей неоднократно поощрялась грантами РФФИ и Минобрнауки.

Исследование роста и отрыва пузырьков пара играет важную роль с точки зрения происходящих при кипении теплообменных процессов. Применение фотографического метода для исследования процесса роста и отрыва пузырьков пара при кипении магнитных жидкостей становится возможным только при очень низкой концентрации дисперсной фазы, когда магнитная жидкость становится прозрачной, а ее магнитные свойства практически исчезают. В связи с этим, можно отметить, что фотографический метод является малоприменимым для

исследования процесса кипения магнитных жидкостей. Существуют методы, при помощи которых можно измерить частоту отрыва пузырьков пара при кипении магнитной жидкости [1], однако, и они не позволяют проследить за процессом роста пузырька пара в объеме магнитной жидкости.

Возможным выходом из сложившегося затруднения является экспериментальное моделирование процесса роста парового пузырька при кипении магнитной жидкости (МЖ).

В настоящей работе моделировался процесс роста и отрыва пузырька пара при кипении магнитной жидкости на неограниченной горизонтальной поверхности на одиночном центре парообразования в однородном постоянном магнитном поле. В роли пузырька пара выступала капля МЖ, всплывающая в прозрачной немагнитной жидкой среде. Данный метод основан на аналогии между поведением пузырька пара в жидкости и капли жидкости, взвешенной в газе или другой несмешивающейся жидкости [3].

Для моделирования процесса роста парового пузырька была создана экспериментальная установка, схема которой приведена на рис. 1.

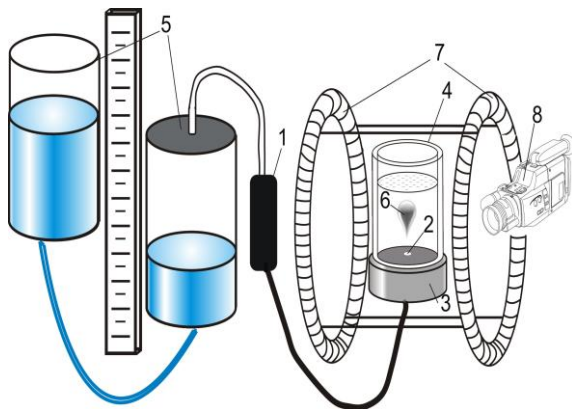


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 – контейнер с магнитной жидкостью; 2 – капиллярный канал; 3 – горизонтальная стальная немагнитная пластина; 4 – стеклянный цилиндрический контейнер с техническим глицерином; 5 – система сообщающихся сосудов с водой; 6 – всплывающая капля магнитной жидкости; 7 – катушки Гельмгольца; 8 – скоростная видеокамера

Контейнер с магнитной жидкостью 1 подсоединялся к каналу 2 капиллярного размера (1 мм) в центральной части немагнитной горизонтальной пластины 3 (пластина была выполнена из аустенитной стали с магнитной проницаемостью  $\mu < 1,05$ ). К верхней части пластины

был прикреплен стеклянный цилиндрический контейнер 4, в который наливался технический глицерин. Система сообщающихся сосудов 5 с водой служила для создания давления и при соединении ее с контейнером 1 подавала магнитную жидкость в канал 2 горизонтальной стальной пластины.

Под постоянным давлением МЖ через капиллярный канал поступала в объем глицерина. Когда объем магнитной жидкости достигал некоторого критического значения и выталкивающая сила Архимеда (6), становилась больше силы поверхностного натяжения, удерживающей ее на поверхности стальной немагнитной пластины, капля магнитной жидкости отрывалась от пластины и всплывала в прозрачном глицерине.

Объем отрывающихся капель МЖ (6) при действии однородного постоянного магнитного поля различной напряженности, создаваемого катушками Гельмгольца (7), вычислялся по их форме и линейным размерам на стоп-кадрах высокоскоростной съемки, которая велась на видеокамеру (8) с частотой 600 кадров в секунду.

Катушки Гельмгольца ориентировали так, чтобы силовые линии магнитного поля были либо параллельны направлению действия силы тяжести (вертикальное магнитное поле), либо перпендикулярны (горизонтальное магнитное поле).

Частота отрыва капель МЖ от горизонтальной пластины измерялась при 5 различных значениях давления в диапазоне от 1,7 до 3,1 кПа. Величина давления устанавливалась регулировкой значения разности уровней воды в сообщающихся сосудах. Под частотой понималось количество капель магнитной жидкости оторвавшихся от поверхности за единицу времени.

Объем сообщающихся сосудов с водой превышал объем контейнера с МЖ более чем в 70 раз, таким образом, уменьшение давления при проведении отдельно взятого эксперимента составляло не более чем 1,3 % от его начального значения.

На рис. 2 представлены графики зависимости объема капли магнитной жидкости, в момент ее отрыва от горизонтальной пластины, от напряженности внешнего магнитного поля.

Зависимость 1 показывает изменение отрывного объема капли МЖ в вертикальном магнитном поле, 2 – в горизонтальном. Из графика видно, что с увеличением напряженности вертикального магнитного поля объем отрывающейся капли монотонно убывает. Так, при напряженности магнитного поля 6 кА/м, объем отрывающейся капли становится на 50 % меньше, нежели в отсутствие внешнего магнитного поля. В горизонтальном магнитном поле увеличение напряженности от 0 до 6

кА/м, напротив, приводит к увеличению объема отрывающейся капли МЖ. В указанном интервале напряженности магнитного поля объем отрывающейся капли магнитной жидкости возрастает на 16%.

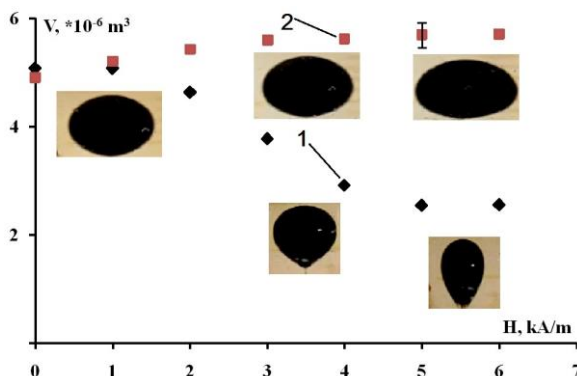


Рис. 2. Зависимость объема отрывающейся капли магнитной жидкости от напряженности внешнего магнитного поля: 1 – вертикальное магнитное поле; 2 – горизонтальное магнитное поле

Приведенные на графике снимки показывают отрывающуюся каплю МЖ при соответствующем значении напряженности магнитного поля. Съемка велась перпендикулярно направлению всплытия капли, так, как это показано на схеме экспериментальной установки.

Вид сверху на каплю магнитной жидкости, находящуюся на горизонтальной пластине, в различном по напряженности вертикальном и горизонтальном магнитном поле показан на рис. 3.

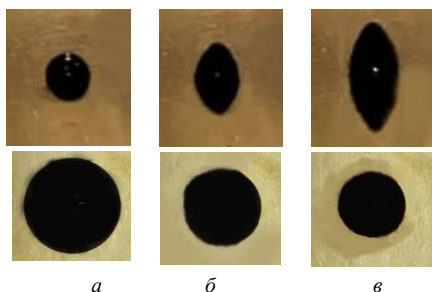


Рис. 3. Капля магнитной жидкости на горизонтальной пластине в магнитном поле. Вид сверху. Верхний ряд снимков – горизонтальное магнитное поле, нижний ряд – вертикальное. *а* – 0 кА/м, *б* – 3 кА/м, *в* – 6 кА/м

По представленным снимкам можно судить о площади пластины смачиваемой каплей МЖ и периметре соприкосновения капли и пластины при различной напряженности внешнего магнитного поля.

На рис. 4 представлены графики зависимости частоты отрыва каплей МЖ от величины давления, с которым магнитная жидкость поступает в канал горизонтальной пластины. Зависимости 1,2,3 получены при отсутствии внешнего магнитного поля, при напряженности 1,4 и 2,8 кА/м магнитного поля соответственно.

По графикам видно, что частота отрыва капли магнитной жидкости возрастает с увеличением давления в канале. Вместе с тем, с увеличением напряженности вертикального магнитного поля частота отрыва капли МЖ увеличивается, в то время как увеличение напряженности горизонтального магнитного поля приводит к уменьшению частоты отрыва.

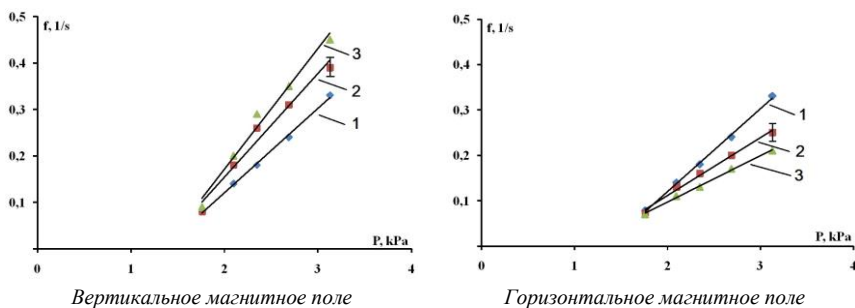


Рис. 4. Графики зависимости частоты отрыва капли магнитной жидкости от величины давления в капиллярном канале. График слева показывает зависимости, полученные в вертикальном магнитном поле, справа – в горизонтальном:  
1 – без поля, 2 – 1,4 кА/м, 3 – 2,8 кА/м

В простейшем случае, условие механического равновесия капли МЖ будет определяться равенством капиллярной силы, удерживающей ее на поверхности, и силы Архимеда, выталкивающей ее из объема глицерина

$$\sigma l = \rho g V.$$

Здесь  $\sigma$  – коэффициент межфазного натяжения;  $l$  – периметр основания капли;  $\rho$  – плотность глицерина;  $g$  – ускорение свободного падения,  $V$  – объем капли МЖ.

Известно, что частота отрыва пузырьков пара при кипении определяется выражением

$$f = 1 / (\tau_{\text{ожид}} + \tau_{\text{роста}}).$$

Здесь  $\tau_{ожид}$  – время между моментом отрыва пузырька и зарождением следующего;  $\tau_{роста}$  – время роста пузырька до момента его отрыва.

Это выражение будет справедливо и для всплывающих капель МЖ.

Таким образом, полученные результаты объясняются следующим образом. Внешнее магнитное поле изменяет периметр  $l$  смоченной поверхности, как это видно из рисунка 4.3. Следовательно, увеличение  $l$  (в горизонтальном поле) приводит к возрастанию удерживающей силы и, как следствие, увеличению отрывного объема капли, напротив, уменьшение  $l$  (в вертикальном поле) уменьшает величину удерживающей силы, и объем капли необходимый для ее отрыва уменьшается. Это согласуется с наблюдаемым в эксперименте изменением частоты отрыва в магнитном поле. При изменении величины отрывного объема будет меняться и время роста  $\tau_{роста}$  капли МЖ, а следовательно и частота отрыва  $f$ .

Подобного влияние однородного постоянного магнитного поля следует ожидать и на пузырьки пара, образующиеся при кипении магнитной жидкости.

*Работа выполнялась при финансовой поддержке РФФИ (проект № 11-01-00051-а).*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Кобозев М.А., Симоновский А.Я. Метод измерения, экспериментальная установка и результаты измерения частоты образования пузырьков пара при кипении магнитной жидкости на одиночном центре парообразования // ЖТФ. – 2007. – том 77, вып. 11. – С. 31-38.

## КИПЕНИЕ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ НА ОДИНОЧНОМ ЦЕНТРЕ ПАРООБРАЗОВАНИЯ В ПОСТОЯННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

**Клименко Е.М.<sup>1</sup>, Симоновский А.Я.<sup>1</sup>, Холопов В.Л.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> ФГОУ ВПО Ставропольский государственный университет,  
355009, г. Ставрополь, ул. Пушкина, 1

<sup>2</sup> Институт механики Московского государственного университета им.  
М.В. Ломоносова, 119192, г. Москва, Мичуринский проспект, 1,  
e-mail: [klimenkoevgeniya@mail.ru](mailto:klimenkoevgeniya@mail.ru)



Клименко Евгения Михайловна в 2009 году окончила физико-математический факультет Ставропольского государственного университета по специальности «физика». С 2009 обучается в аспирантуре Ставропольского государственного университета по специальности 010414 теплофизика и теоретическая теплотехника. В настоящее время является ассистентом кафедры математики Ставропольского государственного аграрного университета. Имеет 12 научных публикаций.



Симоновский Александр Яковлевич в 1999 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по теме «Проблемы тепло- и массопереноса в магнитных жидкостях». Опубликовал более 160 научных работ, в том числе более 30 статей, авторское свидетельство на изобретение, около 10 статей в иностранных журналах. В настоящее время - профессор кафедры теоретической физики Ставропольского государственного университета.



Холопов Владимир Львович в 1967 окончил Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова по специальности « физика». Имеет более 40 научных публикаций, в том числе 19 статей и патент РФ на изобретение. В настоящее время является старшим научным сотрудником Института механики МГУ. Научно-исследовательская работа его в области магнитных жидкостей неоднократно поощрялась грантами РФФИ и Минобразования.

Уникальные способности магнитных жидкостей изменять своё состояние под воздействием магнитного поля позволяют в настоящее время использовать их в качестве уплотнителей, смазки, радиопоглощающего покрытия, а также обеспечивают возможность использовать их и в качестве теплоносителя. История изучения магнитных жидко-

стей насчитывает уже более 50 лет, однако такой важный для теплофизики вопрос как тепло- и массоперенос при кипении в них, а также влияние на этот процесс магнитного поля остается практически не изученным.

В работе [1] исследовалось влияние внешнего постоянного магнитного поля большой напряженности свыше 25 кА/м на процессы тепло- и массообмена при кипении магнитной жидкости на одиночном центре парообразования. В настоящей работе приводятся экспериментальные результаты исследования влияния постоянных магнитных полей малой напряженности (менее 3 кА/м) на тепловой поток и частоту образования пузырьков пара при кипении магнитной жидкости на одиночном центре парообразования.

### Экспериментальная установка

Изучение характеристик пузырькового кипения магнитной жидкости проводилось с использованием в качестве измерительной ячейки системы индукционных катушек. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.

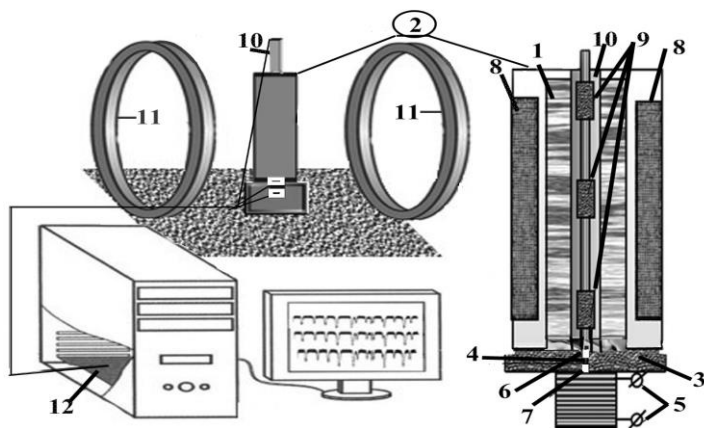


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – магнитная жидкость (МЖ); 2 – немагнитный цилиндрический контейнер; 3 – фторопластовая пробка; 4 – медный стержень; 5 – нижний нагреватель; 6, 7 – хромель-копелевые термопары; 8 – верхний нагреватель; 9 – система измерительных индукционных катушек; 10 – стеклянная защитная трубка; 11 – катушки Гельмгольца, 12 – плата АЦП

Магнитная жидкость 1 (МЖ – магнетит в керосине, стабилизированная олеиновой кислотой, с объемной концентрацией дисперсной фазы 5,75% и плотностью 1040 кг/м<sup>3</sup>) заливалась в немагнитный ци-



цилиндрический контейнер 2, дном которого служила фторопластовая пробка 3. Через осевое отверстие фторопластовой пробки пропускали медный стержень 4 диаметром 1,5мм, при помощи которого тепло подводилось к магнитной жидкости. В качестве источника тепла служил электрический нагреватель 5. Вдоль оси медного стержня устанавливались спай двух хромель – копелевых термопар 6,7. На поверхности контейнера с жидкостью устанавливался дополнительный нагреватель 8, который служил для ускорения повышения температуры жидкости и скорейшего закипания её на торце теплоотдающего стержня. Образование паровых пузырей в жидкости происходило на теплоотдающем торце. Для их регистрации использовалась система измерительных индукционных катушек 9, которая размещалась в стеклянной охранной трубке 10, установленной в немагнитный цилиндрический контейнер. Ось теплоподводящего стержня 4 совпала с осью системы катушек. Контейнер с магнитной жидкостью помещали во внешнее постоянное однородное магнитное поле, которое создавалось катушками Гельмгольца 11. Катушки Гельмгольца располагались таким образом, чтобы объем магнитной жидкости находился в области однородности поля этих катушек. В процессе нагрева показания индукционных датчиков и термопар с помощью аналого–цифрового преобразователя (АЦП) 12 регистрировались на мониторе компьютера в виде осциллограмм. За частоту образования пузырьков пара в системе мы принимали число всплесков на осциллограмме, отнесенное к длительности их наблюдения.

### Результаты экспериментальных исследований

На рис. 2 представлены результаты экспериментальных исследований зависимости частоты образования пузырьков пара  $f$  от температуры теплоотдающей поверхности  $T$ , полученные при различных напряженностях постоянного магнитного поля в интервале от 0,44 кА/м до 2,3 кА/м.

Эксперимент показал, что во всем исследуемом интервале напряженностей постоянного магнитного поля магнитная жидкость начинала закипать при температуре нагревателя не менее 117<sup>0</sup>С. С ростом температуры теплоотдающей поверхности частота парообразования возрастала. Из рис. 2 видно, что при напряженностях постоянного магнитного поля равных 0,44 кА/м, 0,77 кА/м, 1,2 кА/м (кривые 1,2,3) происходит резкое увеличение частоты парообразования, а при напряженностях постоянного магнитного поля равных 1,54 кА/м, 1,8 кА/м, 2,3 кА/м (кривые 4,5,6) частота парообразования увеличивается плавно. Максимальная частота образования паровых пузырей зафик-

сирована при температуре нагревателя  $125^{\circ}\text{C}$  во внешнем постоянном магнитном поле напряженностью  $0,77 \text{ кА/м}$ .

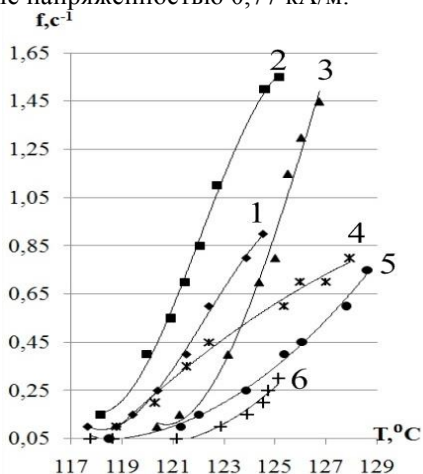


Рис. 2. Зависимости частоты образования пузырьков пара  $f$  от температуры теплоотдающей поверхности  $T$ , полученные в постоянных магнитных полях напряженностью  $0,44 \text{ кА/м}$ ;  $0,77 \text{ кА/м}$ ;  $1,2 \text{ кА/м}$ ;  $1,54 \text{ кА/м}$ ;  $1,8 \text{ кА/м}$ ;  $2,3 \text{ кА/м}$ ; кривые 1–6 соответственно

На рис. 3 представлены зависимости частоты парообразования  $f$  от напряженности внешнего постоянного магнитного поля  $H$ , полученные при различных температурах теплоотдающей поверхности в интервале от  $121^{\circ}\text{C}$  до  $125^{\circ}\text{C}$ .

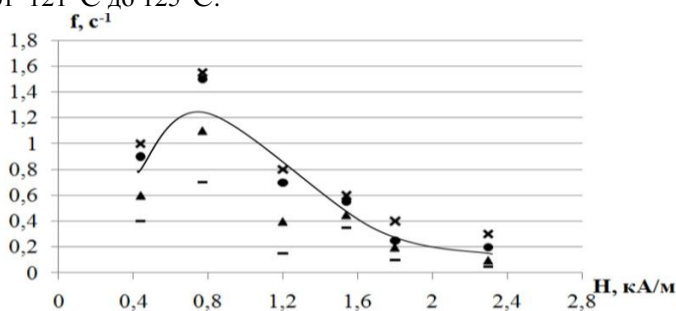


Рис. 3. Зависимости частоты образования пузырьков пара  $f$  от напряженности внешнего постоянного магнитного поля  $H$ , полученные при температуре теплоотдающей поверхности  $T$ :  
 ■  $-121,5^{\circ}\text{C}$     ▲  $-122,5^{\circ}\text{C}$     ●  $-124^{\circ}\text{C}$     ×  $-125^{\circ}$  соответственно.

Из графика видно, что во всем представленном интервале температур теплоотдающей поверхности зависимость частоты парообразования от напряженности внешнего постоянного магнитного поля носит немонотонный характер. С увеличением напряженности магнитного поля во всем исследуемом интервале температур нагревателя частота парообразования увеличивается. Увеличение частоты парообразования происходит в 1,5–2 раза. При дальнейшем увеличении напряженности постоянного магнитного поля от 0,77 кА/м до 1,2 кА/м наблюдается спад частоты парообразования во всем интервале температур нагревателя. Уменьшение частоты образования пузырьков пара происходит практически в 2-3 раза. Максимум частоты образования пузырьков пара во всем исследуемом интервале температур нагревателя фиксировался в магнитном поле напряженностью 0,77 кА/м.

На рис. 4 представлены зависимости удельного теплового потока  $q$  от температуры теплоотдающей поверхности  $T$ , полученные при различных напряженностях постоянного магнитного поля в интервале от 0,44 кА/м до 2,3 кА/м.

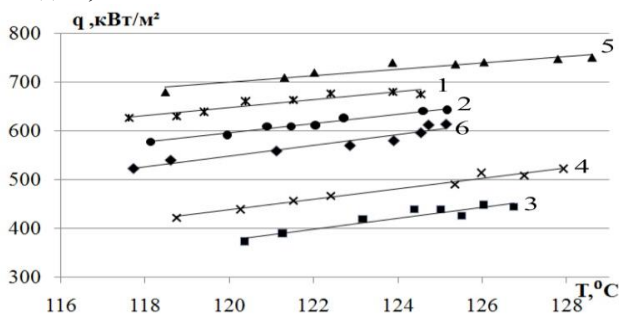


Рис. 4. Зависимости величины удельного теплового потока  $q$  от температуры теплоотдающей поверхности  $T$ , полученные в постоянных магнитных полях напряженностью 0,44 кА/м; 0,77 кА/м; 1,2 кА/м; 1,54 кА/м; 1,8 кА/м; 2,3 кА/м; кривые 1–6, соответственно

Из рис. 4 можно заметить, что с увеличением температуры нагревателя удельный тепловой поток во всем исследуемом интервале напряженностей постоянного магнитного поля монотонно увеличивался. Таким образом, в постоянных магнитных полях малой напряженности (менее 3 кА/м) достигаемая величина удельного теплового потока намного выше величины удельного теплового потока достигаемого в постоянных магнитных полях большой напряженности [1].

На рис. 5 представлены зависимости удельного теплового потока  $q$  от напряженности внешнего постоянного магнитного поля  $H$ , полученные при различных температурах теплоотдающей поверхности в интервале от  $121^{\circ}\text{C}$  до  $125^{\circ}\text{C}$ .

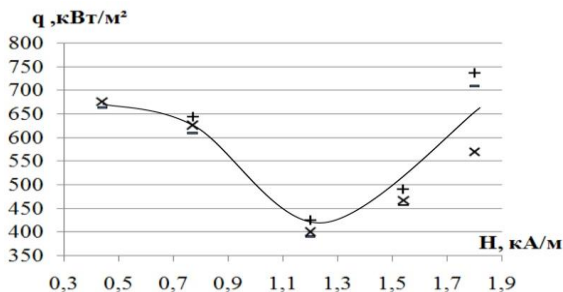


Рис. 5. Зависимости величины удельного теплового потока  $q$  от напряженности внешнего постоянного магнитного поля, полученные при температуре:  $-$   $-121,5^{\circ}\text{C}$ ,  $\times$   $-122,5^{\circ}\text{C}$ ,  $+$   $-125^{\circ}\text{C}$ , соответственно

Как видно из графика во всем исследуемом интервале температур нагревателя при увеличении напряженности магнитного поля от  $0,44$  кА/м до  $0,77$  кА/м удельный тепловой поток плавно уменьшается.

Затем при дальнейшем повышении напряженности магнитного поля происходит резкий спад удельного теплового потока (в  $1,5$  раза). При напряженности магнитного поля равной  $1,2$  кА/м он достигает своего минимума во всем исследуемом интервале температур теплоотдающей поверхности. Увеличивая напряженность магнитного поля выше  $1,2$  кА/м во всем исследуемом интервале температур нагревателя, тепловой поток резко возрастает.

Таким образом, экспериментальные исследования показали, что постоянное магнитное поле оказывает существенное влияние на величину удельного теплового потока и частоту образования пузырьков пара. Следовательно, изменяя величину приложенного постоянного магнитного поля можно управлять процессами тепло- и массопереноса.

*Работа выполнялась при финансовой поддержке РФФИ (проект № 11-01-00051-а).*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Кобозев М.А., Симоновский А.Я. Метод измерения, экспериментальная установка и результаты измерения частоты образования пузырьков пара при кипении магнитной

жидкости на одиночном центре парообразования // ЖТФ, том 77, вып.11, 2007. - С.31-38.

## ДИНАМИЧЕСКОЕ МАГНИТНОЕ ДВОЙНОЕ ЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ В КОНЦЕНТРИРОВАННЫХ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЯХ

**Ерин К.В., Сидельников А.А.**

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 2001 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, а в 2011 г. – на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. В настоящее время работает начальником научно-исследовательской части СГУ. Автор более 75 научных работ в области электро- и магнитооптики магнитных коллоидов.

Сидельников Андрей Александрович – студент 5-го курса физико-математического факультета Ставропольского государственного университета. Область интересов - оптические и магнитные свойства магнитных жидкостей. Автор 4 научных работ.

Эффекты оптической анизотропии в магнитных жидкостях при воздействии магнитного поля изучаются уже около 45 лет [1], однако общепринятого физического механизма, объясняющего все экспериментальные особенности, на сегодняшний день не предложено. По-видимому, это связано с тем, что в отличие от обычных коллоидных систем, в магнитных жидкостях значительное влияние на оптические свойства имеют эффекты магнитного диполь-дипольного взаимодействия и образования структур из магнитных наночастиц. Наиболее часто оптическую анизотропию магнитных коллоидов исследуют по эффекту двойного лучепреломления (ДЛП) [2] или дихроизма [3] и значительно реже по трудно регистрируемому эффекту изменения интенсивности рассеянного света [4]. Для образцов магнитных жидкостей с относительной слабой концентрацией (менее 0,5%) хорошее согласие с экспериментом дает классическая ориентационная модель ДЛП, согласно которой оптическая анизотропия системы возникает вследствие упорядочения во внешнем поле длинных осей частиц и агрегатов. Для концентрированных образцов были предложены и другие модели. В работе [5] магнитное ДЛП в концентрированных магнитных (5-10%) жидкостях объясняется наличием в них цепочечных агрегатов из частиц магнетита. По мнению S. Taketomi – автора [5], такие цепочки могут объяснить значительную величину эффекта ДЛП в магнитных жидкостях, кроме того в концентрированных образцах расстояние

между частицами сравнимо или меньше их диаметра, а значит велико диполь-дипольное взаимодействие и вероятность образования цепочек. В одной из современных работ [6] V. Socoliuc предлагает оригинальную модель магнитного ДЛП в концентрированных магнитных жидкостях. Согласно этой модели, эффект ДЛП возникает из-за анизотропного пространственного расположения частиц, т.е. вдоль направления поля расстояние между частицами в среднем меньше, чем в поперечном направлении. В работе [6] приведены доказательства этого предположения, основанные на результатах численного моделирования и экспериментально обнаруженной нелинейности в концентрационной зависимости дихроизма таких систем.

Исследование эффектов оптической анизотропии в нестационарных (переменных и импульсных) внешних полях позволяет получить значительное количество информации об изучаемой системе. Чаще всего эксперименты по нестационарному (динамическому) ДЛП используют для определения коэффициентов вращательной броуновской диффузии и размеров коллоидных частиц, но диапазон их возможностей шире – это исследование агрегационных процессов, определение магнитных и электрических моментов частиц, процессов поляризации и намагничивания и др. В настоящей работе мы представляем результаты изучения магнитного ДЛП в магнетитовой магнитной жидкости на основе керосина с концентрацией твердой фазы от 0,1% до 15%.

Для нестационарного ДЛП использовалась оптическая установка, изображенная на рис. 1. Оптическая часть установки содержит источник света – гелий-неоновый лазер ГН-2П, два скрещенных поляроида и стеклянную кювету с образцом. В качестве фотоприемника использован фотоэлектронный умножитель ФЭУ-27. Регистрация фототока производилась цифровым осциллографом AURIS B-423 с последующей компьютерной обработкой массивов данных. Магнитное поле с напряженностью до 20 Э создавалось катушками Гельмгольца. Для создания переменного или импульсного полей катушки подключались к цифровому генератору синусоидального или импульсного сигнала соответственно.

Основным параметром эффекта ДЛП является разность показателей преломления необыкновенного и обыкновенного лучей  $\Delta n = n_{||} - n_{\perp}$ . При исследовании эффекта, как правило, измеряют интенсивность света, прошедшего через скрещенные поляроиды, между которыми расположен образец. Интенсивность прошедшего света в этой конфигурации определяется оптической плотностью образца  $D$  и

разностью фаз лучей поляризованных вдоль и поперек оптической оси (направления поля):

$$I = I_0 \exp(-2.3D) \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right), \quad (1)$$

где:  $\delta = 2\pi l \Delta n / \lambda$  – разность фаз необыкновенного и обыкновенного лучей,  $l$  – длина пути света в ячейке,  $\lambda$  – длина волны света,  $I_0$  – интенсивность падающего света.

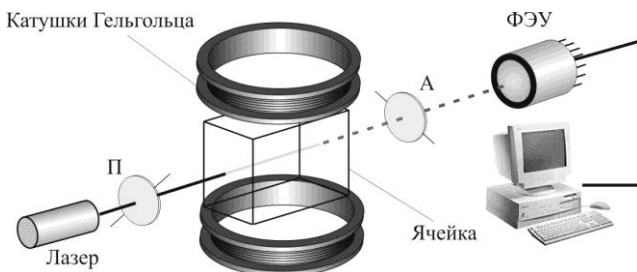


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

В общем случае оптическая плотность образца  $D$  зависит как от величины поля, так и от состояния поляризации падающего света, однако, если изменение прозрачности системы под действием поля пренебрежимо мало, интенсивность света, прошедшего скрещенные поляризаторы, будет зависеть только от разности фаз световых колебаний и оптической плотности в отсутствие поля. Проведенные исследования показали, что в образце в диапазоне магнитных полей 0–25 Э оптическая плотность не зависит от величины поля в пределах ошибок эксперимента.

Эффект ДЛП в переменном поле представляют в виде суммы двух компонентов [7]:

$$\Delta n = \Delta n_{st} + \Delta n_{alt} \cdot \cos(2\omega t - \varphi). \quad (2)$$

Здесь  $\Delta n_{st}$  – постоянная составляющая;  $\Delta n_{alt}$  – компонент, меняющийся с удвоенной по отношению к полю частотой;  $\varphi$  – фазовый сдвиг.

По аналогии с теорией электрооптических эффектов в коллоидах [7], можно ввести параметр  $R = m^2 / \Delta\chi kT$ , определяющий соотношение между постоянным магнитным моментом коллоидной частицы  $m$  и наведенным моментом  $\Delta\chi H$ , где  $\Delta\chi$  – анизотропия магнитной восприимчивости. Для частиц, не обладающих постоянным дипольным моментом, значение параметра  $R=0$ . В противоположном случае, когда



постоянный дипольный момент значительно превышает наведенный:  $m \gg \Delta\chi H$ ,  $R \gg 1$ . При  $R=0$  постоянная составляющая ДЛП не зависит от частоты поля ( $\Delta n_{st} = const$ ), а для частиц с постоянным диполем ( $R \gg 1$ )  $\Delta n_{st}$  стремится к нулю при  $\omega \rightarrow \infty$ .

На рис. 2 приведены зависимости постоянной составляющей сигнала ДЛП от частоты поля для жидкостей с концентрациями 0,1% и 5%. Сравнение экспериментальных данных (рис. 2) с теоретическим расчетом показывает, что постоянная составляющая эффекта ДЛП практически зависит в пределах ошибки эксперимента от частоты поля, что свидетельствует об определяющей роли индуцированного магнитного момента в ориентации частиц и агрегатов.

Компонент сигнала ДЛП, меняющийся с удвоенной по отношению к полю частотой, удобно выразить в комплексной форме  $\Delta \tilde{n} = \text{Re}(\Delta \tilde{n}) - i \cdot \text{Im}(\Delta \tilde{n})$ , где  $\text{Re}(\Delta \tilde{n}) = \Delta n_{alt} \cos \varphi$ ,  $\text{Im}(\Delta \tilde{n}) = \Delta n_{alt} \sin \varphi$ .

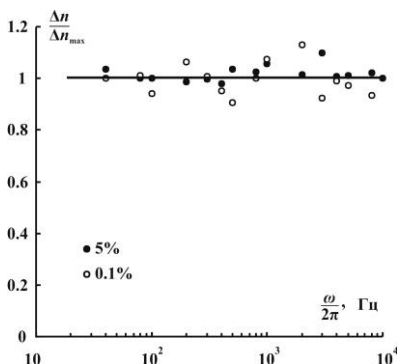


Рис. 2. Зависимость постоянной составляющей сигнала ДЛП от частоты поля

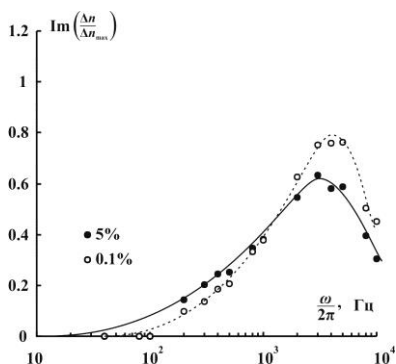


Рис. 3. Зависимость мнимой части магнитного ДЛП от частоты поля

Максимум мнимой части соответствует обратному времени релаксации оптической анизотропии. Время релаксации оптической анизотропии определяется вязкостью среды, объемом частицы и тепловой энергией по известной формуле:

$$\tau_B = \eta V / kT. \quad (3)$$

Из рис. 3 видно, что время релаксации, соответствующее максимуму мнимой части, слабо зависит от концентрации твердой фазы. Так для образцов с концентрацией 0,1% и 5% отличие времен релаксации составляет менее 25%, несмотря на то, что вязкости коллоидов отличаются почти в 2 раза.

Полученные результаты подтверждаются исследованием ДЛП в импульсных магнитных полях. Релаксация ДЛП в монодисперсном коллоиде после выключения поля малой напряженности следует простому экспоненциальному закону [7]:

$$\Delta n = \Delta n_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_B}\right). \quad (4)$$

На рис. 4 приведены кривые спада ДЛП после выключения поля напряженностью 6 Э для трех образцов с концентрацией 0,1%, 5% и 15%. Времена релаксации, полученные по данным измерений в импульсных полях хорошо согласуются с результатами измерений в переменных полях, при этом обнаруживается такая же слабая зависимость времени релаксации от концентрации. Анализ кривой нарастания эффекта при включении поля также подтверждает предположение об индуцированном магнитном моменте агрегатов частиц магнетита.

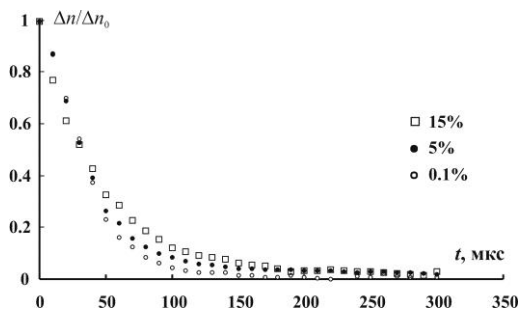


Рис. 4. Кривые спада оптической анизотропии после выключения поля

Таким образом, данные экспериментов по динамическому ДЛП в концентрированных магнитных жидкостях показывают необходимость существенной модификации существующих моделей оптической анизотропии таких систем.

*Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках госзадания СГУ на выполнение НИР.*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Ерин К.В. // Вестник Ставропольского государственного университета. 2009. №63(4). С. 96.
2. Скибин Ю.Н., Чеканов В.В., Райхер Ю.Л. // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1977. Т. 72. Вып. 3. С. 949.
3. Socoliuc V., Vica D. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2002. V.252. P. 26.
4. Ерин К.В., Куникин С.А. // Оптика и спектроскопия. 2007. Т. 102, №5. С.843.
5. Taketomi S. // Japanese Journal of Applied Physics. 1983. V. 22, №7. P. 1137.
6. Socoliuc V., Popescu L.B. // Physica A. 2011. V. 390(4), P.569.
7. Электрооптика коллоидов / Под ред. С.С. Духина. Киев, 1977. 200 с.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛН НА ПОВЕРХНОСТИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО СТОЛБА МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ, ОКРУЖАЮЩЕЙ ДЛИННОЕ ПОРИСТОЕ ЯДРО

**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 около 140 публикаций, среди них 3 учебных пособия по высшей математике (одно из которых – на испанском языке), изданных московским издательством URSS.

Построена и исследована математическая модель распространения и неустойчивости волн на поверхности цилиндрического столба намагничивающейся жидкости бесконечной длины, окружающей коаксиально расположенное, бесконечное ядро (из пористого материала) круглого сечения. Найдены условия, при которых возмущения поверхности жидкого столба становятся неустойчивыми и приводят к его распаду на цепочку из соединенных капель.

Задача о волнах на поверхности струи магнитной жидкости рассмотрена в [1]. Распространение поверхностных волн в слое жидкости на пористом основании исследовано в [2]. Задача о распространении волн на заряженной поверхности цилиндрического столба электропроводной жидкости, окружающей длинное пористое ядро, решена в [3].

**1. Математическая модель.** Предполагается, что внутри цилиндрического объема магнитной жидкости находится ядро из пористого материала в форме коаксиально расположенного круглого цилиндра. Учитывается наличие поверхностного натяжения. Сила тяжести предполагается отсутствующей. Ось пористого цилиндра совпадает с осью коаксиально расположенного соленоида, создающего однородное магнитное поле  $\vec{H}_0$ . Задача решается в цилиндрической системе координат  $(r, \theta, z)$ , в которой жидкий столб покоится. Ось  $z$  направлена по оси пористого цилиндра. Радиус пористого цилиндра, невозмущенной поверхности и соленоида обозначим  $a$ ,  $a_0$  и  $b$  соответственно. Величины, относящиеся к пористой среде, свободной

жидкости (вне пористой среды) и промежутку между жидкостью и соленоидом (воздух), будем обозначать в необходимых случаях индексами 1, 2 и 3 соответственно. Магнитная проницаемость  $\mu_1, \mu_2, \mu_3$  в областях 1,2,3 предполагается постоянной. Предполагаем, что  $\mu_1 = 1$ , а магнитная проницаемость среды в области 1 (жидкость плюс пористый материал) равна  $\mu_1 = \mu_2 \Gamma + \mu_s (1 - \Gamma)$ , где  $\mu_s$  – проницаемость пористой матрицы,  $\Gamma$  – пористость (отношение объема пор ко всему элементарному объему среды). При постоянной проницаемости магнитная сила равна нулю, однако это не означает, что магнитное поле не влияет на движение жидкости. В самом деле, на поверхностях раздела сред существуют механические напряжения, посредством которых и происходит взаимодействие поля со средой.

Уравнения движения магнитной жидкости в пористой среде (при сделанных предположениях) имеют вид [2]

$$\frac{\rho}{\Gamma} \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial t} = -\text{grad} p_1 - \frac{\eta}{K} \bar{u}_1, \quad \text{div} \bar{u}_1 = 0. \quad (1)$$

Здесь  $\rho$  – плотность жидкости;  $\eta$  – вязкость;  $K$  – коэффициент проницаемости пористой среды;  $p_1$  – давление;  $\bar{u}_1$  – макроскопическая скорость фильтрации, связанная со средней скоростью  $\bar{v}_1$  жидкости в порах соотношением  $\bar{u}_1 = \Gamma \bar{v}_1$ .

Уравнения движения свободной жидкости, в предположении, что амплитуда волны значительно меньше ее длины, запишем в линейном приближении

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_2}{\partial t} = -\text{grad} p_2, \quad \text{div} \bar{u}_2 = 0. \quad (2)$$

Здесь  $\bar{u}_2$  – скорость свободной жидкости. Ограничивается случаем волн достаточно большой длины  $\lambda$ , существенно превышающей радиус  $a_0$  жидкого столба, с тем, чтобы пренебречь слагаемыми, содержащими  $\Delta \bar{u}_1$  и  $\Delta \bar{u}_2$  в уравнениях (1.1) и (1.2).

Уравнения для магнитного поля:

$$\text{rot} \bar{H}_i = 0, \quad \text{div} \mu_i \bar{H}_i = 0 \quad (i = 1, 2, 3). \quad (3)$$

Из уравнений 1–3 следует

$$\begin{aligned} \bar{u}_1 = \nabla \varphi_1, \quad \bar{u}_2 = \nabla \varphi_2, \quad \bar{H}_i = \nabla \psi_i, \\ \Delta \varphi_1 = 0, \quad \Delta \varphi_2 = 0, \quad \Delta \psi_i = 0 \quad (i = 1, 2, 3). \end{aligned} \quad (4)$$

Далее все величины будем записывать в виде

$$p_1 = p_{10} + p_{1w}, \quad p_2 = p_{20} + p_{2w}, \quad \bar{H}_i = \bar{H}_{i0} + \bar{H}_{iw},$$

$$\psi_i = \psi_{i0} + \psi_{iw} = zH_{i0} + \psi_{iw}. \quad (5)$$

Здесь индексами 0 и  $w$  обозначены соответственно невозмущенные величины и малые возмущения, связанные с волной;  $H_{10} = H_{20} = H_{30} \equiv H_0$ . Возмущения  $\psi_{iw}$  также должны удовлетворять уравнениям Лапласа (1.4).

Система граничных условий имеет вид:

на границе пористой среды ( $r = a$ ) :

$$\begin{aligned} 1) & u_{1r} = u_{2r}, \\ 2) & \psi_1 = \psi_2, \\ 3) & \mu_1 \bar{n} \nabla \psi_1 = \mu_2 \bar{n} \nabla \psi_2, \\ 4) & p_1 - \frac{\mu_1}{4\pi} H_{1n}^2 + \frac{\mu_1}{8\pi} \bar{H}_1^2 = p_2 - \frac{\mu_2}{4\pi} H_{2n}^2 + \frac{\mu_2}{8\pi} \bar{H}_2^2. \end{aligned} \quad (6)$$

на свободной поверхности жидкости  $r = a_0 + \xi(\theta, z, t)$ :

$$\begin{aligned} 5) & u_{2r} = \frac{d\xi}{dt}, \\ 6) & \psi_2 = \psi_3, \\ 7) & \mu_2 \bar{n} \nabla \psi_2 = \mu_3 \bar{n} \nabla \psi_3, \\ 8) & p_2 - \frac{\mu_2}{4\pi} H_{2n}^2 + \frac{\mu_2}{8\pi} \bar{H}_2^2 - \left( p_3 - \frac{\mu_3}{4\pi} H_{3n}^2 + \frac{\mu_3}{8\pi} \bar{H}_3^2 \right) = 2\alpha R, \end{aligned}$$

на поверхности соленоида ( $r = b$ ) :

$$9) \psi_{3w} = 0 \quad (\text{возмущение потенциала } \psi_{3w} \text{ равно нулю}).$$

Здесь  $\alpha$  – коэффициент поверхностного натяжения,  $R$  – средняя кривизна поверхности,  $\bar{n}$  – единичная нормаль к соответствующей поверхности.

Невозмущенные величины также должны удовлетворять граничным условиям (1.6) (в предположении, что  $\bar{u}_1 = \bar{u}_2 = 0$  и  $\xi = 0$ ).

Для возмущений давления из (1.1) и (1.2) с учетом (1.5) следует

$$p_{1w} = -\frac{\rho}{\Gamma} \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} - \frac{\eta}{K} \varphi_1, \quad p_{2w} = -\rho \frac{\partial \varphi_2}{\partial t}. \quad (7)$$

Выражения для  $\bar{n}$  и  $R$  для деформированной цилиндрической поверхности в линейном приближении:

$$\begin{aligned} \bar{n} = (n_r, n_\theta, n_z) &= \left( 1, -\frac{1}{a_0} \frac{\partial \xi}{\partial \theta}, -\frac{\partial \xi}{\partial z} \right), \\ 2R = \text{div } \bar{n} &= \frac{1}{a_0} - \left( \frac{\xi}{a_0^2} + \frac{1}{a_0^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} \right). \end{aligned} \quad (8)$$

На поверхности пористой среды  $\bar{n} = (1, 0, 0)$ .

Далее, в линейном приближении:

$$\begin{aligned} \bar{H}_i^2 &= (\bar{H}_{i0} + \bar{H}_{iw})^2 \approx \bar{H}_{i0}^2 + 2\bar{H}_{i0}\bar{H}_{iw} = H_{i0}^2 + 2H_{i0} \frac{\partial \psi_{iw}}{\partial z}, \\ &(\bar{H}_{10} = \bar{H}_{20} = \bar{H}_{30} \equiv \bar{H}_0). \end{aligned}$$

На свободной поверхности жидкости ( $i=2,3$ ):

$$H_{in} = \bar{H}_i \bar{n} = (\bar{H}_{i0} + \bar{H}_{iw}) \bar{n} \approx -H_{i0} \frac{\partial \xi}{\partial z} + \frac{\partial \psi_{iw}}{\partial r}.$$

На поверхности пористой среды ( $i=1,2$ ):

$$H_{in} = \bar{H}_i \bar{n} = (\bar{H}_{i0} + \bar{H}_{iw}) \bar{n} = \frac{\partial \psi_{iw}}{\partial r}.$$

С учетом вышеизложенного, граничные условия (1.6) в линейном приближении принимают вид:

$$\begin{aligned} 1) \quad & \frac{\partial \varphi_1}{\partial r} = \frac{\partial \varphi_2}{\partial r} \quad (r = a), \\ 2) \quad & \psi_{1w} = \psi_{2w} \quad (r = a), \\ 3) \quad & \mu_1 \frac{\partial \psi_{1w}}{\partial r} = \mu_2 \frac{\partial \psi_{2w}}{\partial r} \quad (r = a), \\ 4) \quad & p_{1w} + \frac{\mu_1 H_0}{4\pi} \frac{\partial \psi_{1w}}{\partial z} = p_{2w} + \frac{\mu_2 H_0}{4\pi} \frac{\partial \psi_{2w}}{\partial z} \quad (r = a), \\ 5) \quad & \frac{\partial \varphi_2}{\partial r} = \frac{\partial \xi}{\partial t} \quad (r = a_0), \\ 6) \quad & \psi_{2w} = \psi_{3w} \quad (r = a_0), \\ 7) \quad & \mu_2 \left( H_0 \frac{\partial \xi}{\partial z} - \frac{\partial \psi_{2w}}{\partial r} \right) = \mu_3 \left( H_0 \frac{\partial \xi}{\partial z} - \frac{\partial \psi_{3w}}{\partial r} \right) \quad (r = a_0), \\ 8) \quad & p_{2w} + \frac{\mu_2 H_0}{4\pi} \frac{\partial \psi_{2w}}{\partial z} - \frac{\mu_3 H_0}{4\pi} \frac{\partial \psi_{3w}}{\partial z} = -\alpha \left( \frac{\xi}{a_0} + \frac{1}{a_0^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} \right) \quad (r = a_0), \\ 9) \quad & \psi_{3w}(b) = 0. \end{aligned} \tag{9}$$

Кроме того, на оси пористого цилиндра ( $r=0$ ): решения уравнений должны быть конечными.

В граничных условиях (1.9) вместо  $p_{1w}, p_{2w}$  надо подставить их выражения (1.7).

Математическая модель является, таким образом, краевой задачей, состоящей из уравнений Лапласа (1.4) в цилиндрических координатах и граничных условий (1.9).

**2. Решение краевой задачи.** Решение уравнений (1.4) с граничными условиями (1.9) ищем в виде

$$\{\varphi_1, \varphi_2, \psi_{1w}, \psi_{2w}, \psi_{3w}, \xi\} = \tag{10}$$

$$= \{ \hat{\varphi}_1(r), \hat{\varphi}_2(r), \hat{\psi}_{1w}(r), \hat{\psi}_{2w}(r), \hat{\psi}_{3w}(r), \hat{\xi} \} \cdot \exp(-\gamma t + ikz + im\theta).$$

Здесь, например,

$$\varphi_1(r, \theta, z, t) = \hat{\varphi}_1(r) \exp(-\gamma t + ikz + im\theta),$$

где  $\hat{\varphi}_1(r)$  – неизвестная амплитуда,  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  – волновое число,  $m =$

$0, 1, 2, \dots$ ;  $\gamma = \gamma_r + i\gamma_i$ ,  $\omega = |\gamma_i|$  – частота,  $\beta = \gamma_r$  – коэффициент, который может быть как положительным (при затухании возмущения), так и отрицательным (при неустойчивости, приводящей к нарастанию возмущения).

Подставляя выражения (10) для  $\varphi_i (i = 1, 2)$  и для  $\psi_{jw} (j = 1, 2, 3)$  в уравнения Лапласа, записанные в цилиндрических координатах, получим систему пяти модифицированных уравнений Бесселя порядка  $m$  для амплитуд, решения которых имеют вид

$$\begin{aligned} \hat{\varphi}_1 &= C_1 I_m(kr) + C_2 K_m(kr), \\ \hat{\varphi}_2 &= C_3 I_m(kr) + C_4 K_m(kr), \\ \hat{\psi}_{1w} &= C_5 I_m(kr) + C_6 K_m(kr), \\ \hat{\psi}_{2w} &= C_7 I_m(kr) + C_8 K_m(kr), \\ \hat{\psi}_{3w} &= C_9 I_m(kr) + C_{10} K_m(kr). \end{aligned}$$

Здесь  $I_m$  и  $K_m$  – модифицированные функции Бесселя первого и второго рода порядка  $m$ . Следует положить  $C_2 = 0$  и  $C_6 = 0$ , т.к.  $K_m(kr) \rightarrow \infty$  при  $r \rightarrow 0$ .

Граничные условия (1.9) принимают для амплитуд вид

$$\begin{aligned} 1) \quad & C_1 I_m'(ka) = C_3 I_m'(ka) + C_4 K_m'(ka), \\ 2) \quad & C_5 I_m(ka) = C_7 I_m(ka) + C_8 K_m(ka), \\ 3) \quad & \mu_1 C_5 I_m(ka) = \mu_2 C_7 I_m(ka) + \mu_2 C_8 K_m(ka), \\ 4) \quad & -\frac{\rho\gamma}{\Gamma} C_1 I_m(ka) + \frac{\eta}{K} C_1 I_m(ka) - \frac{ik\mu_1 H_0}{4\pi} C_5 I_m(ka) = \\ & = -\rho\gamma [C_3 I_m(ka) + C_4 K_m(ka)] - \frac{ik\mu_2 H_0}{4\pi} [C_7 I_m(ka) + C_8 K_m(ka)], \\ 5) \quad & kC_3 I_m'(ka_0) + kC_4 K_m'(ka_0) = -\gamma \hat{\xi}, \\ 6) \quad & C_7 I_m(ka_0) + C_8 K_m(ka_0) = C_9 I_m(ka_0) + C_{10} K_m(ka_0), \\ 7) \quad & \mu_2 \left( H_0 \frac{\partial \hat{\xi}}{\partial z} - \frac{\partial \psi_{2w}}{\partial r} \right) = \mu_3 \left( H_0 \frac{\partial \hat{\xi}}{\partial z} - \frac{\partial \psi_{3w}}{\partial r} \right) \quad (r = a_0), \end{aligned} \tag{11}$$

$$8) p_{2w} + \frac{\mu_2 H_0}{4\pi} \frac{\partial \psi_{2w}}{\partial z} - \frac{\mu_2 H_0}{4\pi} \frac{\partial \psi_{2w}}{\partial z} = -\alpha \left( \frac{\xi}{a_0} + \frac{1}{a_0^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} \right) \quad (r = a_0),$$

$$= - \frac{\alpha \gamma \xi}{(a_0^2)(1 - m^2 - k a_0^2)},$$

$$9) C_9 I_m(kb) + C_{10} K_m(kb) = 0.$$

Здесь  $i$  – мнимая единица, штрихами обозначены производные.

Имеем систему девяти уравнений (11) для девяти неизвестных:  $C_1, C_3, C_4, C_5, C_7, C_8, C_9, C_{10}, \xi$ . Для упрощения вычислений предполагаем, что  $\frac{a_0}{b} \ll 1$  (соленоид достаточно большого радиуса). Приравняв определитель системы (11) к нулю, получим дисперсионное уравнение для поверхностных волн, кубическое относительно  $\gamma$ . Проведено исследование зависимости  $\omega$  и  $\beta$  от волнового числа, аналогично [1].

Показано, что при  $\Gamma \rightarrow 1, \eta/K \rightarrow 0, \alpha \rightarrow 0$ . (замена пористой среды жидкостью) полученное дисперсионное уравнение становится квадратным и принимает вид, приведенный в [1].

*Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы по теме: «Построение математических моделей поверхностных волн в жидкостях» (ГК № П695 от 20 мая 2010 г.).*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Тактаров Н.Г. Распад струи магнитной жидкости // Магнитная гидродинамика. 1975. №2. С. 35–38.
2. Столяров И.В., Тактаров Н.Г. Распространение волн в слое жидкости на пористом основании // Изв. АН СССР, МЖГ. 1987. №5. С. 183–186.
3. Миронова С.М., Тактаров Н.Г. Распространение волн на заряженной поверхности цилиндрического столба жидкости, окружающей длинное пористое ядро // Изв. РАН, МЖГ. 2012. №4.



## О ВОЗНИКНОВЕНИИ НЕУСТОЙЧИВОСТИ РОЗЕНЦВЕЙГА В ТОНКОЙ ДВУХСЛОЙНОЙ КОНФИГУРАЦИИ ИЗ МАГНИТНОЙ И НЕМАГНИТНОЙ ЖИДКОСТЕЙ

**В.А. Кажан**

Московский Государственный Университет Природообустройства  
127550, Москва, ул. Прянишникова, 19,  
e-mail: mathem@msuee.ru

**В.М. Коровин**

Институт механики МГУ им. М.В. Ломоносова  
119192, Москва, Мичуринский просп., 1,  
e-mail: korovin@imec.msu.ru

Известно, что тонкий (по сравнению с капиллярной длиной) слой покоящейся магнитной жидкости, покрывающий горизонтальную пластину, после включения однородного вертикального достаточно сильного магнитного поля может потерять устойчивость. В результате произойдет распад слоя на вытянутые в вертикальном направлении удаленные друг от друга капли с острыми вершинами.

Переход тонкого плоского сплошного слоя к гидростатическому состоянию в виде капель реализуется в том случае, когда создаваемая приложенным однородным полем намагниченность магнитной жидкости, имеющей плоскую свободную поверхность, превышает критическую величину  $M_c$ , зависящую от физических параметров, характеризующих жидкость. Если намагниченность меньше  $M_c$ , то свободная поверхность остается плоской. Исследованию этого явления – неустойчивости Розенцвейга тонких слоев – посвящено большое число работ – см., например, [1,2] и приведенную в этих работах (а также в [3]) библиографию.

В работе [4] экспериментально исследовано развитие неустойчивости Розенцвейга в слое магнитной жидкости (с толщиной порядка капиллярной длины), плавающем поверх толстого слоя немагнитной жидкости, ограниченной снизу дном кюветы.

В данной работе рассматривается плоское движение тонкой двухслойной жидкости, вызываемое вертикальным однородным полем  $\mathbf{H}_0$ , включенным в момент времени  $t = 0$ . В отличие от [4] нижний слой образован магнитной жидкостью, покрывающей горизонтальную немагнитную пластину, а верхний – более легкой немагнитной жидкостью, граничащей с газом, имеющим постоянное давление  $p_a$ . При  $t < 0$  рассматриваемые несмешивающиеся жидкости нахо-

дятся в состоянии гидростатического равновесия с плоскими поверхностями раздела. Параметры нижней жидкости отмечаются индексом 1, а верхней – индексом 2.

Введем прямоугольную декартову систему координат  $x, y$ , ось  $x$  которой параллельна поверхности пластины. Пусть уравнения  $y = c_1(x, t)$ ,  $y = c_2(x, t)$ ,  $y = -c_{01} = const$  представляют, соответственно, поверхность раздела жидкостей, свободную поверхность и поверхность пластины. Обозначим  $\mathbf{H}_j = (H_{jx}, H_{jy})$ ,  $j = 1, 2, 3$ , магнитные поля в областях, занятых магнитной жидкостью ( $j = 1$ ) и немагнитными средами, расположенными выше ( $j = 2$ ) и ниже ( $j = 3$ ) слоя магнитной жидкости и введем в рассмотрение вектор намагниченности  $\mathbf{M} = \chi \mathbf{H}_1$ . Предполагается, что магнитная восприимчивость  $\chi$  не зависит от напряженности магнитного поля.

При плоской поверхности раздела жидкостей  $y = 0$  имеем

$$\mathbf{H}_1^0 = \frac{\mu_0}{\mu} \mathbf{H}_0, \quad \mathbf{H}_2^0 = \mathbf{H}_3^0 = \mathbf{H}_0, \quad M_0 = \frac{\chi}{\mu_r} H_0,$$

$$\mu = \mu_0(1 + \chi), \quad \mu_r = 1 + \chi, \quad \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Г/м}$$

В случае, когда при  $t \geq 0$  намагниченность плоского слоя  $M_0$  не превышает  $M_c$ , распределения давлений  $P_1^0$ ,  $P_2^0$  в покоящихся жидкостях описываются выражениями

$$P_1^0 = p_a + g(\rho_2 c_{02} - \rho_1 y) - \frac{\mu_0}{2} M_0^2,$$

$$P_2^0 = p_a + \rho_2 g(c_{02} - y)$$

где  $g$  - ускорение свободного падения,  $c_{02}$  - толщина слоя немагнитной жидкости, а  $\rho_2 < \rho_1$  - плотности жидкостей.

При  $M_0 > M_c$  возникает неустойчивость Розенцвейга и к стационарным магнитным полям  $\mathbf{H}_j^0$ ,  $j = 1, 2, 3$  прибавляются возмущения  $\mathbf{h}_j$ , вызываемые изменением формы поверхности раздела жидкостей.

Введем потенциалы возмущенных магнитных полей

$$\mathbf{H}_j = \nabla \Phi_j, \quad \Phi_j(x, y, t) = \Phi_j^0(y) + \varphi_j(x, y, t), \quad j = 1, 2, 3,$$

$$\text{где } \Phi_1^0 = (\mu_r)^{-1} H_0 y, \quad \Phi_2^0 = H_0 y, \quad \Phi_3^0 = H_0 y + c_{01} M_0.$$

Предполагается, что толщина  $c_{01}$  плоского слоя магнитной жидкости мала по сравнению с характерной длиной волны  $\lambda_m$  наиболее быстро растущей моды. Наличие малого параметра  $\varepsilon = c_{01} / \lambda_m \ll 1$  позволяет существенно упростить задачу магнитостатики о расчете потенциалов возмущений магнитных полей  $\mathbf{h}_j = \nabla \varphi_j$ . В результате получаем

$$\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial y^2} = 0, \quad \frac{\partial^2 \varphi_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi_j}{\partial y^2} = 0, \quad j = 2, 3, \quad (1)$$

$$\text{при } y = c_1(x, t): \quad \varphi_1 - \varphi_2 = M_0 c_1, \quad \mu_r \frac{\partial \varphi_1}{\partial y} = \frac{\partial \varphi_2}{\partial y}, \quad (2)$$

$$\text{при } y = -c_{01}: \quad \varphi_1 = \varphi_3, \quad \mu_r \frac{\partial \varphi_1}{\partial y} = \frac{\partial \varphi_3}{\partial y}, \quad (3)$$

$$\text{при } y \rightarrow \infty: \quad \frac{\partial \varphi_2}{\partial y} \rightarrow 0, \quad \text{при } y \rightarrow \infty: \quad \frac{\partial \varphi_3}{\partial y} \rightarrow 0. \quad (4)$$

Рассматривается случай, когда коэффициенты вязкости  $\eta_1, \eta_2$ , коэффициенты поверхностного натяжения  $\alpha_1, \alpha_2$ , а также толщины плоских слоев  $c_{01}, c_{02}$  и плотности  $\rho_1, \rho_2$  по порядку величины в каждой из пар одинаковы.

В рамках уравнений и граничных условий гидродинамики и ферро гидродинамики постановка задачи о движении двухслойной жидкости при  $M_0 > M_c$ , записанная в безразмерных переменных, содержит следующие безразмерные параметры: числа Рейнольдса  $R_l = \rho_l u_0 c_{0l} / \eta_l$ , капиллярные числа  $Ca_l = \eta_l u_0 / \alpha_l$ ,  $l = 1, 2$ , гравитационные числа  $G_1 = c_{01}^2 g (\rho_1 - \rho_2) / (\eta_1 u_0)$ ,  $G_2 = c_{02}^2 \rho_2 g / (\eta_2 u_0)$ , а также отношение характерной плотности объемных магнитных сил к силам вязкости  $S = M_0 \mu_0 h_{1y}^0 c_{01} M_0 / (\eta_1 u_0)$ . Здесь  $u_0$  – характерная продольная скорость, а  $h_{1y}^0$  – характерное возмущение вертикальной компоненты поля в слое магнитной жидкости.

$$\text{Рассмотрен случай } S = O(\varepsilon^{-1}), \quad R_l = O(1), \quad G_l = O(\varepsilon^{-1}),$$

$Ca_l = O(\varepsilon^3)$ ,  $l=1,2$ . Проведен асимптотический анализ постановки задачи в рамках полных уравнений Навье-Стокса и на базе упрощенных уравнений и граничных условий, относящихся к каждому из слоев и учитывающих лишь члены лидирующего порядка, получена система нелинейных уравнений:

$$\frac{\partial c_1}{\partial t} - \frac{1}{6\eta_1} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ (c_{01} + c_1)^2 \left[ 2(c_{01} + c_1) \left[ g(\rho_1 - \rho_2) \frac{\partial c_1}{\partial x} - \alpha_1 \frac{\partial^3 c_1}{\partial x^3} - \mu M_0 \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial x \partial y} \right] + (2c_{01} - c_1 + 3c_2) \left( \rho_2 g \frac{\partial c_2}{\partial x} - \alpha_2 \frac{\partial^3 c_2}{\partial x^3} \right) \right] \right\} = 0 \quad (5)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial c_2}{\partial t} + \frac{1}{6\eta_1} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ (c_{01} + c_1)^2 (c_1 - 2c_{01} - 3c_2) \left[ g(\rho_1 - \rho_2) \frac{\partial c_1}{\partial x} - \alpha_1 \frac{\partial^3 c_1}{\partial x^3} - \mu M_0 \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial x \partial y} \right] + \right. \\ & \left. \left\{ (c_1 - c_2) \left[ 3(c_{01} + c_1)(c_{01} - c_1 + 2c_2) + \frac{\eta_1}{\eta_2} (c_1 - c_2)^2 \right] + \right. \right. \\ & \left. \left. + (c_{01} + c_1)^2 (c_1 - 2c_{01} - 3c_2) \right\} \left( \rho_2 g \frac{\partial c_2}{\partial x} - \alpha_2 \frac{\partial^3 c_2}{\partial x^3} \right) \right\} = 0 \quad (6) \end{aligned}$$

Эволюция плоских при  $t < 0$  поверхности раздела жидкостей и свободной поверхности немагнитной жидкости на начальном интервале времени – до момента, когда в какой-либо точке толщина нижнего слоя обращается в нуль – описывается решением нелинейной задачи (1)-(6). После нахождения функций  $c_1(x, t)$ ,  $c_2(x, t)$ ,  $\varphi_j(x, y, t)$ ,  $j=1, 2, 3$ , возмущения давлений и распределения скоростей в каждом из слоев можно записать в явном виде.

Ограничимся исследованием линейной стадии развития неустойчивости. Полагая  $c_2(x, t) = c_{02} + \zeta(x, t)$ ,  $|\zeta|/c_{02} \ll 1$ ,  $\zeta/c_1 = O(1)$ , линеаризуем уравнения (5), (6), а граничные условия (2) перенесем (ввиду малости  $c_1(x, t)$ ) на невозмущенную поверхность раздела жидкостей  $y = 0$ .

Поскольку коэффициенты линеаризованных эволюционных уравнений и уравнений магнитостатики не зависят от времени, то решения  $c_1(x, t)$ ,  $\zeta(x, t)$ ,  $\varphi_j(x, y, t)$ ,  $j=1, 2, 3$ , этих уравнений мож-

но представить в виде линейных суперпозиций нормальных мод, пропорциональных  $\exp[i(kx - \omega t)]$ , где  $i$  – мнимая единица,  $k$  – волновой вектор (действительный параметр), а функции  $\omega = \omega(k)$  являются корнями дисперсионного уравнения.

$$9\Omega^2 + 3i\kappa^2(f_1 + s_2 f_2)\Omega + \kappa^4(s_1^2 - s_2)f_1 f_2 = 0.$$

Здесь и далее

$$\Omega = \frac{\alpha_1 \eta_1 \omega}{c_{01}^3 g^2 (\rho_1 - \rho_2)^2}, \quad f_1(\kappa) = 1 - 2q^2 \kappa + \kappa^2, \quad f_2(\kappa) = r + \sigma \kappa^2,$$

$$\kappa = k \sqrt{\frac{\alpha_1}{g(\rho_1 - \rho_2)}}, \quad q = \frac{1}{2} M_0 \sqrt[4]{\frac{\mu_0^2}{\alpha_1 g(\rho_1 - \rho_2)}}, \quad r = \frac{\rho_2}{\rho_1 - \rho_2}, \quad \sigma = \frac{\alpha_2}{\alpha_1},$$

$$s_1 = 1 + \frac{3}{2}\gamma, \quad s_2 = 1 + 3\gamma + 3\gamma^2 + \beta\gamma^3, \quad \beta = \frac{\eta_1}{\eta_2}, \quad \gamma = \frac{c_{02}}{c_{01}}$$

Легко выписать корни дисперсионного уравнения:

$$\Omega_{1,2} = \frac{i}{6} \kappa^2 \left[ -(f_1 + s_2 f_2) \pm \sqrt{(f_1 + s_2 f_2)^2 + 4(s_1^2 - s_2)f_1 f_2} \right],$$

где  $s_1^2 - s_2 = -\frac{9}{4}\gamma - \frac{3}{4}\gamma^2 - \beta\gamma^3 < 0$ .

Функция  $\omega_1(k)$ , соответствующая  $\Omega_1(k)$ , описывает моды, входящие в представление (в виде обратного преобразования Фурье по  $x$ ) возмущения поверхности раздела жидкостей  $c_1(x, t)$ , а функция  $\omega_2(k)$ , соответствующая  $\Omega_2(k)$ , описывает моды, входящие в представление возмущения поверхности немагнитной жидкости  $\zeta(x, t)$ .

Анализ поведения функций  $\text{Im}\Omega_l(\kappa, q, \beta, \gamma, r, \sigma)$ ,  $l=1, 2$ , показал, что безразмерная критическая намагниченность  $q_c$  исходного плоского слоя магнитной жидкости и безразмерное волновое число  $\kappa_c$ , определяющие порог устойчивости, записываются следующим образом:  $q_c = 1$ ,  $\kappa_c = 1$ . В размерном виде имеем

$$k_c = \sqrt{\frac{g(\rho_1 - \rho_2)}{\alpha_1}}, \quad M_c = 2 \sqrt[4]{\frac{\alpha_1}{\mu_0} g(\rho_1 - \rho_2)}$$

Первое из этих равенств аналогично выражению для  $k_c$  при

развитии неустойчивости Рэлея-Тейлора (случай  $\rho_1 < \rho_2$ ) в немагнитных полуограниченных ( $-\infty < y < 0$ ,  $0 < y < +\infty$ ) как невязких, так и вязких жидкостях с учетом сил поверхностного натяжения на границе  $y = 0$  их раздела [5]. При замене в числителе подкоренного выражения разности плотностей модулем этой разности формулы для  $k_c$  в случае неустойчивости Розенцвейга в двухслойной жидкости и в случае неустойчивости Рэлея-Тейлора тождественно совпадают. Что касается  $M_c$ , то, в отличие от полуограниченных магнитных и немагнитных жидкостей [6], для тонких слоев  $M_c$  не зависит от  $\mu_r$  и оказывается больше величины, приведенной в [6].

В плоскости параметров  $(q, \kappa)$  уравнение кривой нейтральной устойчивости (т.е. кривой, вдоль которой выполняется условие  $\text{Im}\Omega_1 = 0$ ) не зависит от  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\sigma$ ,  $r$  и при  $q \geq 1$  записывается с использованием двузначной функции:  $\kappa = q^2 \pm \sqrt{q^4 - 1}$ . С ростом  $M_0$  диапазон неустойчивых мод, естественно, расширяется.

Параметры  $\beta$ ,  $\gamma$  весьма слабо влияют на длину волны  $\lambda_m = O(2\pi/k_c)$  наиболее быстро растущей моды, но оказывают заметное влияние на характерное время развития  $\tau_m$  этой моды, тогда как влияние  $\sigma$ ,  $r$  на  $\tau_m$  проявляется значительно слабее.

*Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 11-01-00051) одного из соавторов – В.М.Коровина.*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Chen Ching-Yao, Cheng. Z.-Y. // Phys. Fluids. 2008, Vol. 20, No 5, P. 054105/1-054105/8.
2. Диканский Ю.И., Закинян А.Р., Мкртчян Л.С. // ЖТФ. 2010, т. 80, вып.9, с. 38-43.
3. Коровин В.М. // ЖТФ. 2010, т. 80, вып.9, с. 44-51.
4. Бушуева К.А. Физико-химические и прикладные проблемы магнитных дисперсных наносистем. III Всероссийская научная конференция. Сборник научных трудов. Ставрополь, 2011, с. 18-22.
5. Bellman R., Pennington R.H. // Quart. Appl. Math. 1954, Vol. 12, P. 151-162.
6. Розенцвейг Р. Феррогидродинамика. М.: Мир. 1989, 357 с.

## О КОНВЕКТИВНОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ВЕРТИКАЛЬНОГО СЛОЯ МАГНИТНОГО КОЛЛОИДА

<sup>1</sup>Божко А.А., <sup>1</sup>Путин Г.Ф., <sup>1</sup>Сидоров А.С., <sup>2</sup>Суслов С.А.  
<sup>1</sup>Пермский государственный национальный исследовательский  
университет,  
614990, г. Пермь, ул. Букирева, 15,  
e-mail: sidorovaliksandr@mail.ru

<sup>2</sup>Swinburne University of Technology, PO Box 218, Hawthorn,  
Victoria 3122, Australia

Экспериментальное и теоретическое изучение конвекции в магнитных жидкостях (МЖ), с одной стороны, углубляет понимание сложных режимов конвекции в наножидкостях разного состава [1-3], а с другой, обогащает исследования по взаимодействию магнитного поля с непроводящими магнитополяризуемыми средами [4,5]. Специфика теплофизических явлений в магнитных коллоидах определяется наличием многообразных механизмов тепло- и массопереноса, таких как: термомагнитная и термогравитационная конвекция, термо- и магнитодиффузия, седиментация [6,7].

В данной работе классическая задача об устойчивости первичного конвективного течения в подогреваемом сбоку вертикальном слое [8, 9] исследуется для случая, когда возникает добавочный термомагнитный перенос тепла во внешнем однородном поперечном магнитном поле. Гравитационные числа Грасгофа, реализуемые в экспериментах, находятся ниже порога возбуждения температурных волн и стационарной моды неустойчивости при наличии продольного градиента температуры [8].

В экспериментах использовались конвективные камеры с различными отношениями высоты слоя к толщине. Для визуализации течений применялись термочувствительная жидкокристаллическая пленка или инфракрасная камера. Когда скорость течения небольшая (~ мм/с), соотношение между поперечной компонентой скорости и конвективными искажениями температурного поля линейное, поэтому изменения цвета термоиндикатора или тепловизора могут использоваться для наблюдений за структурой течений и оценки их интенсивности.

В ряде экспериментов для изучения устойчивости конвективных течений в вертикальном слое использовались измерительные камеры прямоугольной формы толщинами 4,0 и 6,0 мм, высотой 250 мм, ши-

риной 70 мм. Полость с МЖ ограничивалась с одной из широких сторон латуной пластиной теплообменника толщиной 10 мм. Коэффициент теплопроводности латуни  $86 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$ ; отношение теплопроводностей МЖ и латуни  $(1,4 \div 2,4) \cdot 10^{-3}$ . К пластине были припаяны медные трубки, служащие каналами для термостатирующей жидкости. С другой широкой стороны к полости примыкал прозрачный теплообменник, составленный из двух параллельных пластин из органического стекла, отделенных промежутком 8 мм, который служил каналом для термостатирующей жидкости. Толщина пластины, обращенной к слою МЖ, составляла 2,0 мм; наружная пластина теплообменника для уменьшения теплоотдачи в окружающую среду имела толщину 4,0 мм. С боковых сторон полость окружалась рамкой из органического стекла, толщина которой задавала высоту слоя. Для визуализации течений использовался жидкокристаллический термоиндикатор, работавший в диапазоне  $17 \div 22 \text{ }^\circ\text{C}$  с изменением окраски от коричневой через зеленую до синей при повышении температуры. Для повышения чувствительности термоиндикатор толщиной 0,1 мм, покрытый с обеих сторон защитной пленкой для ламинирования толщиной 0,075 мм, соприкасался непосредственно со слоем магнитной жидкости. Для количественных измерений температуры внутри жидкости использовались две дифференциальные термодпары. Погрешность измерений температуры, обусловленная используемой аппаратурой, складывается из погрешностей жидкокристаллической пленки, термостатов и составляет  $\pm 0,5 \text{ К}$ .

Эксперименты проводились также со слоем толщиной 6,0 мм, высотой 375 мм и шириной 180 мм. В этом случае полость с МЖ ограничивалась с одной из широких сторон алюминиевой пластиной теплообменника толщиной 10 мм, с другой широкой стороны закрывалась текстолитовой пластиной толщиной 0,80 мм. С боковых сторон полость с МЖ окружалась рамкой из органического стекла, толщина которой задавала высоту слоя. Для регистрации интенсивности теплового излучения конвективных течений использовалась инфракрасная камера FLIR-CEDIP Titanium с разрешением матрицы  $640 \times 512$  пикселей. Диапазон измерения температуры от  $-20$  до  $3000 \text{ }^\circ\text{C}$ . В экспериментах температура изменялась в диапазоне  $15 \div 60 \text{ }^\circ\text{C}$ , погрешность измерения температуры составляла  $\pm 0,1 \text{ }^\circ\text{C}$ . Изображения температурных полей, получаемые с помощью инфракрасной камеры, обрабатывались с помощью программы Altair.

Опыты проводились с ферроколлоидом на основе керосина с плотностью  $1,44 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ , динамической вязкостью  $7,66 \cdot 10^{-3} \text{ кг/(м}\cdot\text{с)}$ , числом Прандтля 53, начальной магнитной восприимчивостью 2,88,



намагниченностью насыщения 43 кА/м и средним размером частиц магнетита 10 нм. Однородное магнитное поле создавалось катушками Гельмгольца, диаметр рабочей зоны которых составлял 450 мм, высота намотки вдоль радиуса 60 мм и ширина вдоль образующей 50 мм. Наибольшая напряженность поля, развивавшаяся в центре катушек, составляла 35 кА/м. Погрешность измерений магнитного поля внутри рабочей зоны составляла не более 2 %.

Структуры термогравитационного и термомагнитного течений в вертикальном слое, обогреваемом с одной из широких сторон и охлаждаемом с противоположной, в однородном внешнем магнитном поле показаны на рис. 1 и 2. На черно-белых фотографиях каждая светлая (темная) полоса отвечает подъемным (опускным) течениям двух соседних конвективных валов, имеющих противоположные закрутки.

При включении магнитного поля, недостаточного по величине для возбуждения термомагнитного движения по всей полости, на рис. 1 (а) вблизи боковых границ слоя появляются узкие вертикальные полоски, отвечающие конвективным валам “возмущающего” движения, индуцированного неоднородностями магнитного поля в приграничных областях.

При увеличении  $H$  (кадр (б) на рис. 1) по всему полю кюветы появляются вертикальные термомагнитные валы, выстроенные вдоль базового подъемно-опускного течения. С дальнейшим ростом  $H$  усиливается роль пограничных эффектов: площадь, занятая вертикальными валами, выстроенными вдоль первичного подъемно-опускного потока, уменьшается, а вблизи узких боковых границ наблюдаются наклонные валы, стремящиеся сориентироваться перпендикулярно стенке и вдоль “возмущающего” течения, индуцируемого неоднородностями магнитного поля вблизи границ (рис. 1 (в)). Концы наклонных валов, опирающихся на узкие боковые границы кюветы, периодически поднимаются вверх вдоль стенки; скорость их подъема возрастает с увеличением магнитного поля.

Термомагнитная конвекция, зарегистрированная при помощи тепловизора, представлена на рис. 2 (а). Профиль температуры вдоль ширины слоя для данного течения показан на рис. 2 (б). Следует отметить, что в используемых условиях сложно определить абсолютную температуру на поверхности широкой стенки, обращенной к тепловизору, но можно с высокой точностью регистрировать относительные изменения температуры.

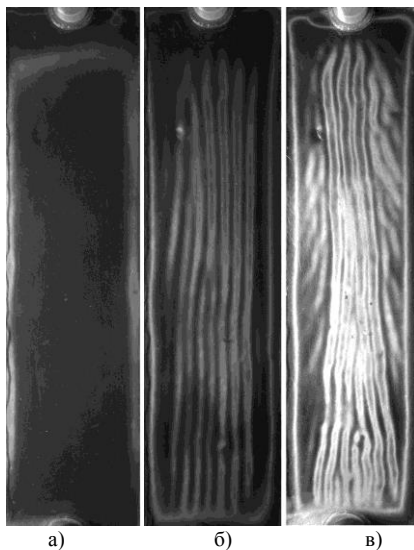


Рис. 1. Визуализация конвективных структур в вертикальном слое МЖ с помощью термочувствительной жидкокристаллической пленки при  $\Delta T = 20$  К и  $H$ , кА/м: (а) 10.5; (б) 21; (в) 35 (высота слоя 250 мм, ширина 70 мм, толщина 4 мм)

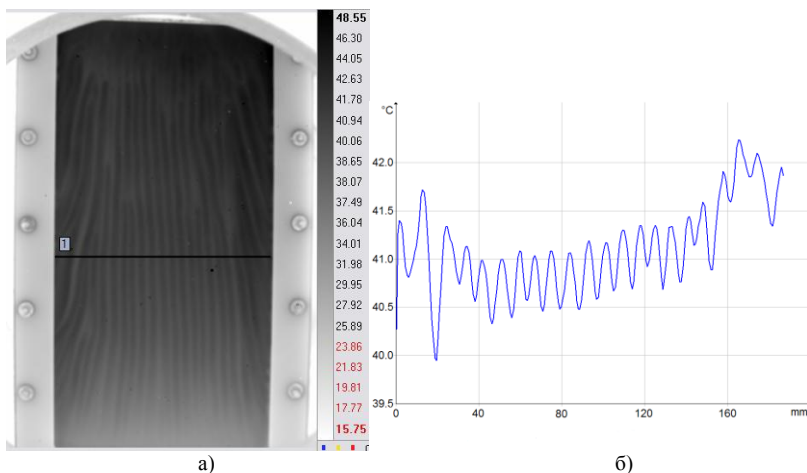


Рис. 2. а) Визуализация термомангнитного конвективного течения в вертикальном слое МЖ с помощью тепловизора при  $\Delta T = 35$  К и  $H = 35$  кА/м; б) распределение температуры на поверхности текстолитовой пластины вдоль линии 1 на фотографии слева (высота слоя 375 мм, ширина 180 мм, толщина 6 мм)

В экспериментах были зарегистрированы обнаруженные в теории [10] волновые режимы, имеющие термомагнитную природу: менее нагретая жидкость с большей намагниченностью втягивается в область с большей напряженностью магнитного поля. Магнитные поля, реализуемые в эксперименте, отвечают линейному участку кривой намагничивания, для которого и были выполнены численные расчеты [10].

Проведено исследование эволюции пространственно-временных структур волновых движений, построены карты устойчивости термогравитационного и термомагнитных течений, выполнен Фурье-анализ для колебательных режимов термомагнитной конвекции.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Donzelli G., Cerbino R., Vailati A. Bistable heat transfer in a nanofluid. *Phys. Rev. Lett.* 2009. V. 102. P. 104503 (4).
2. Pakravan H. A., Yaghoubi M. Combined thermophoresis, Brownian motion and Dufour effects on natural convection of nanofluids. *Int. J. Thermal Science.* 2011. V. 50. P. 394–402.
3. Sunil, Sharma P., Mahajan A. A nonlinear stability analysis of a rotating double-diffusive magnetized ferrofluid. *Appl. Math. Computation.* 2011. V. 21. P. 2785–2799.
4. Ramachandran N., Leslie F.W. Using magnetic fields to control convection during protein crystallization – analysis and validation studies. *J. Crystal Growth.* 2005. V. 274. P. 297–306.
5. Boulware J.C., Ban H., Jensen S., Wassom S. Influence of geometry on liquid oxygen magnetohydrodynamics. *Exp. Thermal Fluid Science.* 2010. V. 34. P. 1182–1193.
6. Bozhko A.A. Onset of convection in magnetic fluids // *J. Physics Procedia.* 2010. V. 9. P. 176–180.
7. Suslov S.A., Bozhko A.A., Putin G.F., Sidorov A.S. Interaction of gravitational and magnetic mechanisms of convection in a vertical layer of a magnetic fluid // *J. Physics Procedia.* 2010. V. 9. P. 167–170.
8. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М., Непомнящий А.А. Устойчивость конвективных течений. - М.: Наука, 1989. - 320 с.
9. Lappa M. *Thermal Convection: Patterns, Evolution and Stability.* A John Willey and Sons, Ltd., Publication. 2010. 670 p.
10. Suslov S.A. Thermomagnetic convection in a vertical layer of ferromagnetic fluid. *Phys. Fluids.* 2008. V. 20. P. 084101(36).

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ ПЛОТНОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ЗАРЯДА СТРУИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В ОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

**Борисенко О.В., Беджаниян М.А., Шацкий В.П.**

Ставропольский государственный университет,

г. Ставрополь, ул. Пушкина, 1.

E-Mail: borsgu@gmail.com

Работа посвящена изучению поведения струй магнитной жидкости в однородных электрическом и магнитном полях. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Однородное электрическое поле создаётся с помощью двух вертикально расположенных пластин 1, на которые подаётся высокое напряжение величиной до 10 кВ. Однородное магнитное поле создавалось с помощью катушек Гельмгольца 2, расположенных так, что вектор напряжённости магнитного поля направлен перпендикулярно вектору напряжённости электрического поля. В пространство между пластинами на одинаковом расстоянии от каждой из них вводятся две струи 3 магнитной жидкости, расстояние между которыми в отсутствии полей составляет 1 мм, диаметр струй 0,5 мм. Скорость истечения струй регулировалась путём перемещения поршня 4 вдоль резервуара 5 с магнитной жидкостью.

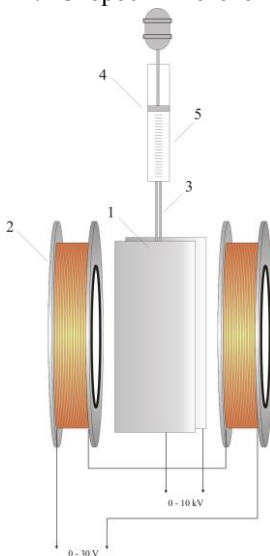


Рис. 1.

В ходе проведения эксперимента установлено, что при движении струй магнитной жидкости в плоскости, перпендикулярной направлению вектора напряжённости однородного электрического поля наблюдается отклонение струй от вертикали. При этом расстояние между струями возрастает. Такое поведение струй, по всей видимости, обусловлено взаимодействием поляризационного заряда, образующегося на поверхности струй под действием внешнего электрического поля.

При воздействии на те же струи внешнего однородного магнитного поля, направленного параллельно плоскости движения струй, наблюдается обратный эффект: струи также отклоняются от вертикального направления, но расстояние между ними сокращается, и при достаточно высокой

напряжённости магнитного поля струи могут слиться в одну струю. Такое поведение магнитных струй может быть объяснено намагничиванием жидкости в соответствующем направлении.

При одновременном воздействии на струи взаимно перпендикулярных электрического и магнитного полей проявляются оба эффекта, и при определённом соотношении величин напряжённости электрического и магнитного полей наблюдается полная компенсация одного эффекта другим. При этом обе струи движутся параллельно друг другу, как и в отсутствии полей.

На рис. 2 графически представлены соотношения напряжённостей магнитного и электрического полей в режиме компенсации для различных скоростей струй. Как следует из рисунка, в данном диапазоне скоростей характер исследуемой зависимости не меняется.

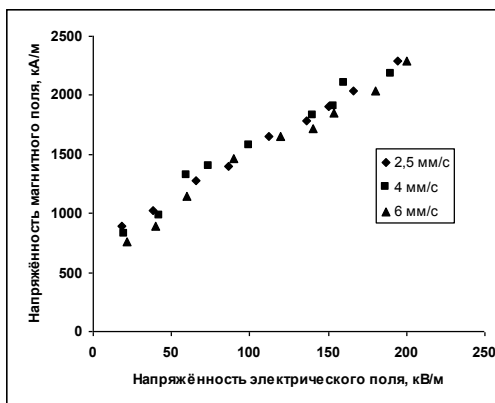


Рис. 2.

Результаты проведённого эксперимента дают возможность определения величины поверхностной плотности заряда, формирующегося на поверхности струй в результате поляризации магнитной жидкости во внешнем электрическом поле.

С этой целью мысленно разобьём струи на бесчисленное множество бесконечно малых фрагментов цилиндрической формы, как схематично показано на рис. 3. Пусть при этом высота  $h$  элемента разбиения много меньше его диаметра струи  $d$ . Тогда каждый такой элемент разбиения можно рассматривать как одновременно электрический и магнитный диполь (рис. 4), дипольные моменты  $p_e$  и  $p_m$  которого ориентированы взаимно перпендикулярно.

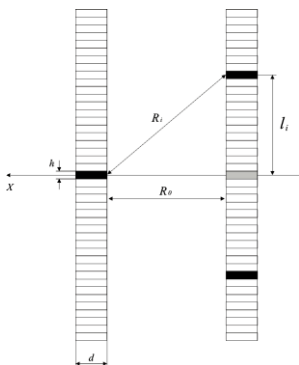


Рис. 3

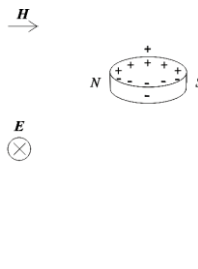


Рис. 4

Считая в первом приближении диполи точечными, запишем:

$$p_e = qd \text{ и } p_m = md,$$

где  $d$  – диаметр струи;  $q$  – электрический заряд;  $m$  – магнитный заряд диполя.

Путём несложных математических операций, для сил взаимодействия электрических и магнитных диполей получим:

$$F_{ei} = k_{1i} 2q^2 (R_0 + d) \left[ \frac{1}{\left( (R_0 + d)^2 + l_i^2 \right)^{3/2}} - \frac{1}{\left( (R_0 + d)^2 + d^2 + l_i^2 \right)^{3/2}} \right] \text{ и}$$

$$F_{mi} = k_{2i} m^2 \left[ \frac{2(R_0 + d)}{\left( (R_0 + d)^2 + l_i^2 \right)^{3/2}} - \frac{R_0 + 2d}{\left( (R_0 + 2d)^2 + l_i^2 \right)^{3/2}} - \frac{R_0}{(R_0^2 + l_i^2)^{3/2}} \right]$$

где  $R_0$  – расстояние между струями;  $l_i$  – величина, показанная на рисунке 2, а коэффициенты  $k_{1i}$  и  $k_{2i}$  определяются выражениями

$$k_{1i} = 2(R_0 + d) \left[ \frac{1}{\left( (R_0 + d)^2 + l_i^2 \right)^{3/2}} - \frac{1}{\left( (R_0 + d)^2 + d^2 + l_i^2 \right)^{3/2}} \right] \text{ и}$$

$$k_{2i} = \frac{2(R_0 + d)}{\left( (R_0 + d)^2 + l_i^2 \right)^{3/2}} - \frac{R_0 + 2d}{\left( (R_0 + 2d)^2 + l_i^2 \right)^{3/2}} - \frac{R_0}{(R_0^2 + l_i^2)^{3/2}}$$

Для режима полной компенсации струй запишем:

$$F_{ei} = F_{mi} \text{ или } k_{1i} q^2 = k_{2i} m^2.$$

Умножая обе части последнего равенства на квадрат диаметра струи, получим:

$$q = \sum_i q_i = \frac{p_m}{d} \sum_i \sqrt{\frac{k_{2i}}{k_{1i}}} = \frac{M}{V_0 d} \sum_i \sqrt{\frac{k_{2i}}{k_{1i}}}$$

где  $M$  – намагниченность магнитной жидкости;  $V_0$  – объём цилиндрического элемента разбиения.

Разделив последнее выражение на площадь половины боковой поверхности диполя, получим поверхностную плотность электрического заряда поляризованной струи:

$$\sigma = \frac{q}{S} = \frac{8M}{(\pi d^2 h)^2} \sum_i \sqrt{\frac{k_{2i}}{k_{1i}}}$$

где  $h$  – высота цилиндрического элемента разбиения.

Величина намагниченности, соответствующая напряжённости магнитного поля, при котором наступает полная компенсация электрической силы магнитной силой, может быть определена по кривой намагниченности образца магнитной жидкости.

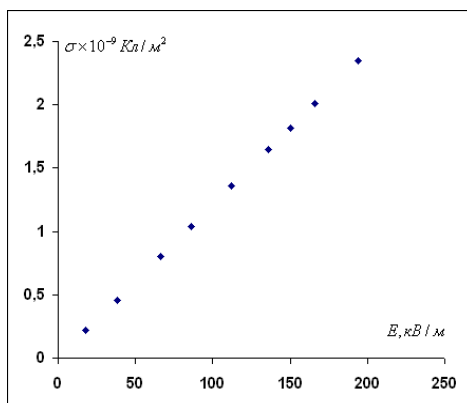


Рис. 5.

На рис. 5 представлена зависимость величины поверхностной плотности поляризованного заряда  $\sigma$  струй от величины напряжённости  $E$  внешнего электрического поля.

*Работа выполнена при финансовой поддержке АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы»*



**ПРИМЕНЕНИЕ  
НАНОДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ  
В МЕДИЦИНЕ, БИОЛОГИИ  
И ЭКОЛОГИИ**

**МАГНИТОЖИДКОСТНАЯ ТЕРМОХИМИОТЕРАПИЯ  
ОНКОЛОГИЧЕСКИХ ЗАБОЛЕВАНИЙ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ  
С МРТ И ЭЛЕКТРОННО-СЕНСОРНОЙ ОПТИМИЗАЦИЕЙ  
В РЕАЛЬНОМ ВРЕМЕНИ**

**Брусенцов Н.А., Барышников А.Ю., Бочарова О.А., Голубева И.С.**  
РОНЦ имени Н.Н. Блохина РАМН, 115478,  
г. Москва, Каширское шоссе, 24; Факс: (499) 3241434;  
e-mail: brusentsov2005@yandex.ru;

**Полянский В.А., Жуков А.В.**  
НИИ механики МГУ,  
119992, г. Москва, Мичуринский просп., 1; Факс: (495) 9390165;  
e-mail: az@imec.msu.ru, vapolyan@imec.msu.ru;

**Пирогов Ю.А., Гуляев М.В., Анисимов Н.В., Петухов В.Б.,  
Тищенко Д.А., Савельев О.Ю.**  
Факультет фундаментальной медицины МГУ, Москва;

**Никитин П.И., Брусенцова Т.Н., Никитин М.П., Юрьев М.В.,  
Ксенович Т.И.**  
Институт общей физики им А.М. Прохорова РАН, Москва

Ранее были проведены исследования развития опухолей у мышей с использованием магнитно-резонансного биоспектротомографа (МР БСТ) и электронно-сенсорного устройства (ЭСУ) [1-5]. В качестве вещества, увеличивающего разрешение изображений контрастной магнитно-резонансной томографии (КМРТ) опухолей, использовался цитратферрит (ЦФ) [3-5].

Вторым шагом была терапия опухолей путём комбинации нескольких процедур и лекарств. Использовался дакарбазин (ДК), доцетаксел (ДТ), цисплатин (ЦП), митоксантрон (МК) и мелфалан (МФ), которые являются известными химиотерапевтическими препаратами для лечения меланомы В 16, аденокарциномы Са 755, карциномы лёгких Льюис (LLC), рака яичка и других злокачественных опухолей. Эффективность этих препаратов может быть увеличена в комбинации с ЦФ [3,5].

Наконец, был развит метод комплексной терапии, который включает в себя комбинацию магнитоуправляемых противоопухолевых препаратов на основе жидкого магнитного носителя (МН) с добавлением химиотерапевтических препаратов, что позволяет достав-

лять их в опухоль с помощью неоднородного постоянного магнитного поля (НМП), а также нагревание опухоли переменным магнитным полем с отсасыванием некротических масс [1-3,5]. Этот метод лечения называется феррогидродинамической или магнитожидкостной термохимиотерапией (МЖТХ). В указанных работах в качестве МН использовался цитратферрит.

Настоящая работа посвящена дальнейшему развитию указанных методов диагностики и лечения опухолей. Усовершенствованное всестороннее комбинированное лечение вместе с трехмерной магнитно-резонансной диагностикой и контролем результатов лечения в реальном времени с количественным анализом МН мы называем магнито-жидкостной термохимиотерапией с интервенционной МРТ. Рассматриваются вопросы развития МЖТХ мышшиной меланомы В 16, аденокарциномы молочной железы Са 755 и эпидермоидной карциномы лёгких (LLC) на основе результатов [1-7], выявления новых возможностей повышения разрешения МРТ [5] и количественного анализа МН [4], используемых для доставки лекарственного средства и гипертермии опухоли [8-12].

Цель исследования - оптимизация диагностики и лечения опухолей с использованием трехмерной интервенционной МРТ.

Увеличение разрешения МРТ изображений и доставка лекарств в опухоли изучались в [3,7-9]. Намагниченность насыщения ( $M_s$ ) и другие физические, химические, и биологические свойства ЦФ были определены в [1-6, 10-12].

**Синтез магнитного носителя.** В качестве МН использовался цитратферрит, который синтезировался из наночастиц  $Fe_3O_4$  при покрытии их цитрат-ионами. Для получения пяти граммов наночастиц использовались 5г  $FeCl_2 \cdot 4H_2O$  и 10г  $FeCl_3 \cdot 6H_2O$ , которые растворялись в 200 мл дегазированной воды. Раствор нагревался до 70-80°C. После добавления 25 мл 25%  $NH_4OH$  при интенсивном перемешивании, через 40 мин преципитат сепарировался с помощью NdFeB магнита размером 5x5 см. После промывания и суспендирования полученной таким образом смеси в 200 мл дегазированной воды, к итоговой суспензии каплями прибавлялся раствор 10г лимонной кислоты в 30 мл  $H_2O$ . Смесь непрерывно интенсивно перемешивалась в течение следующих 120 мин.

Покрытые цитрат-ионами наночастицы отделялись от реакционной среды магнитным способом. Ядра ЦФ имели диаметр от 3 до 10 нм, гидродинамический диаметр покрытых наночастиц был от 6 до 30 нм. Наночастицы ЦФ имели более высокую дисперсность, чем ранее исследованные образцы с другими покрытиями [1-4, 10-12]. Это дела-

ло полученный золь более подходящим для МРТ-диагностики канцерогенеза.

Состав ЦФ определялся с помощью плазменной атомной эмиссионной спектроскопии с фокусировкой на определении концентрации железа согласно [5,6,10,11].

Количественный анализ суперпарамагнитных наночастиц ЦФ и противоопухолевых препаратов в опухолях и здоровых тканях *in vitro* и в естественных условиях у мышей был выполнен на ЭСУ с использованием нелинейного намагничивания наночастиц [4].

Удельное поглощение энергии (УПЭ) магнитных материалов было рассчитано по зависимости от времени повышения температуры. Измерения дзета-потенциала частиц ( $\zeta$ ) и анализ распределения по размерам (по Гауссу и с помощью Nicomp-алгоритма) для частиц ЦФ, а также химиотерапевтических препаратов ЦП, МК, МФ в комбинации с ЦФ проводились согласно [1-6, 10-12].

Направленная доставка лекарственных средств при подкожных опухолях была выполнена магнитными (NdFeB) бандажами согласно рекомендациям [8,9,12] или сверхпроводящим магнитом (с индукцией до 7,0 Тл).

**Общая схема мониторинга и оптимизации терапии в реальном времени.** Мониторинг результатов магнитной доставки препарата и изменений концентрации ЦФ во времени проводился на ЭСУ [4]. ЭС сканированием животных регистрировались отклики МН в условных единицах (*ye*). Фоновый отклик МН опухоли, печени и других органов на калибровочном графике соответствовал  $\sim 11$  *ye*.

С помощью МРТ, гистологических, патологоанатомических и цифровых фотографических изображений определялась локализация опухоли, инвазий и метастазов, их размеры и распространение процесса. Исследовалась структура опухоли и внутренних органов у мышей с раком шейки матки (РШМ 5) и аденокарциномой толстой кишки (АКАТОЛ). Для предупреждения побочного действия МН при магнитном нагреве проводился количественный контроль концентрации МН в опухоли, органах сердечно-сосудистой и ретикуло-эндотелиальной системы (РЭС) в режиме реального времени. ЭС сканированием животных регистрировались отклики МН в *ye*, по которым определялась концентрация МН в опухоли, печени, селезёнке, сердце, лёгких, почках и других органах. Средние величины суммарных откликов МН органов и опухоли использовали для определения терапии, оптимальной для каждого животного в данный момент времени (ТО) по формуле

$$\text{ОМН}_{\text{опухоли}} / \text{ОМН}_{\text{суммы органов}} = \text{ТО}, \quad (1)$$

где:  $OMH_{\text{опухоли}}$  – отклик МН опухоли ( $ye$ );  $OMH_{\text{суммы органов}}$  – суммарный отклик МН органов ( $ye$ );  $TO$  – величина, используемая для определения оптимального типа терапии для каждого животного в данный момент времени. При этом принималось, что при величинах  $TO \geq 10$  оптимальной терапией является МЖТХ, а при величинах  $TO \leq 1$  – другие виды терапии. Если  $1 < TO < 10$ , то риск перегрева жизненно важных органов и тканей может быть весьма высок и необходим более тщательный контроль.

По величинам электромагнитных откликов на калибровочном графике определялось содержание МН в опухоли и органах в мг/мл. Мониторинг биометрических показателей жизнеобеспечения (ритмы дыхания, сердцебиения и температура) проводился до, во время и после применения МЖТХ, а также во время МРТ. Полученные данные сравнивались с результатами ЭС и МРТ сканирования и оценивалась эффективность лечения после каждой процедуры.

В каждой процедуре МЖТХ животным регионарно вводились количества МН, пропорциональные размерам опухоли, инвазий и метастазов. В процессе МЖТХ МН нагревался до 44–48°C перемешиванием в переменном магнитном поле. После завершения некроза опухолевых клеток содержимое опухоли полностью удалялось, образовавшаяся полость промывалась антисептиком. Полнота удаления содержимого опухоли контролировалась ЭС и МРТ сканированием. Проводилась биопсия и гистологические исследования препаратов. Патоморфологические препараты получались при аутопсии павших или умерщвлённых животных и сравнивались с МРТ-изображениями, полученными ранее на тех же животных. На основе подтверждённых патоморфологическими и гистологическими методами данных ЭС и МРТ сканирования проводилась коррекция планов очередных процедур. Оперативно вычислялась величина  $TO$  по формуле (1). Эффективность МЖТХ оценивалась на основе результатов ЭС и МРТ сканирования и мониторинга жизнеобеспечения. При выявлении крупных рецидивов опухолей, инвазий и метастазов после завершения первого курса МЖТХ при удовлетворительном физическом состоянии животных в метастазы вводился МН и проводился второй курс МЖТХ. В зависимости от штамма опухоли, объёма инвазий и метастазов количество вводимых МН изменялось. Перечисленные манипуляции приводили к полному некрозу опухолевых тканей и сокращению числа процедур МЖТХ, увеличению продолжительности жизни без рецидивного периода. Заключение о полной регрессии опухолей и излечения животных при рецидивах опухолей делалось по результатам ЭС, МРТ сканирования, аутопсии, гистологического, и патоморфологического

исследований с учётом рекомендаций по химиотерапии злокачественных опухолей.

**Проведение биологических экспериментов.** Для подготовки животных с опухолями РШМ 5 подкожно, в правую пазушную область, каждой из 60 самок мышей генетической линии СВА с возрастом 6–10 недель вводилось  $10^6$  жизнеспособных опухолевых клеток в 0,5 мл 0,9% раствора NaCl (pH 7,4). АКАТОЛ прививалась 60 самкам мышей генетической линии BalbC аналогично.

В качестве негативного МРТ-контрастного вещества и для применения при МЖТХ использовался раствор 0,1 % ЦФ в 0,9 % NaCl.

Для использования при МРТ цитратферрит вводился мышам в дозах 0.01, 0.05, и 0.08 ммол/кг (в пересчете на содержание железа). МРТ проводилась в режимах  $T_1$ -взвешенного (TR/TE=500/15 мс) и  $T_2$ -взвешенного (TR/TE=1900/80 мс) спин-эха, а также  $T_2$ -взвешенного градиентного эха (TR/TE=500/15 мс).

Эксперименты показали, что 0,1–1,0 % ЦФ – МРТ негативные контрастные вещества увеличивали разрешение и усиливали МРТ изображения инвазий и метастазов. Аккумуляция ЦФ в здоровых тканях успешно визуализировалась на МРТ и определялась количественно на ЭСУ. Измерения показали, что концентрация ЦФ в нормальных тканях в 3 раз выше по сравнению с тканями РШМ 5. Это характеризует ЦФ как эффективное МРТ-контрастное вещество. Необходимо подчеркнуть, что на ранних стадиях канцерогенеза инвазии и метастазы не обнаруживались без усиления МР-изображений ЦФ и Магневистом.

Период полувыведения ЦФ из плазмы, при наблюдении ЭСУ при дозе 0,05 ммол Fe/кг равен 20 мин. В период от 20 минут до 24 час после внутривенной инъекции ЦФ сильное увеличение разрешения МР изображений брюшной артерии, инвазий и метастазов было обнаружено на МРТ в виде ярких пятен на темном фоне.

Патоморфологические и гистопатологические исследования кровеносной системы, лимфатических узлов и других органов больных мышей подтвердили наличие инвазий и метастазов.

Кроме того, после инъекций ЦФ обнаруживались инвазии и метастазы РШМ 5 в почках и АКАТОЛ в печени.

Метод увеличения разрешения КМРТ изображений с использованием ЦФ в качестве контрастного вещества является, таким образом, методом выбора для дифференцировки здоровой и злокачественной кровеносной системы, выявления инвазий и метастазов ткани печени и других органов.

В качестве химиотерапевтических препаратов, проявляющих про-

тивоопухолевые свойства при МЖТХ, использовались 40% золи цитратферрита с добавлением цисплатина, митоксантрона и мелфалана.

Мышам с метастазами РШМ 5 вводилось внутривенно по 0,12 мг дакарбазина, а мышам с метастазами АКАТОЛ вводилось внутрибрюшинно по 0,054 мг доцетаксела. Затем мышам в хвостовую вену вводилось по 0,01 – 1,0 мл (до 12 мг Fe/кг) золя ЦФ.

В пределах 1–24 час при повторном КМРТ с контрастным ЦФ-усилением были получены  $T_2$ -взвешенные последовательности. Было зарегистрировано уменьшение интенсивности сигнала и выполнен визуальный анализ.

Первоначальная МЖТХ была проведена на мышах с РШМ 5, разделённых на две части, по четыре группы (1,1', 2,2', 3,3' и 4,4') в зависимости от объема опухоли мышей. В первом наборе (группы 1-4), объем опухоли достиг 30 мм<sup>3</sup>, в то время как во втором наборе (группы 1'-4') объем изменялся от 30 до 300 мм<sup>3</sup>. Объем вычислили как  $V = 0.5l \cdot n^2$ , где  $l$  - длина и  $n$  - ширина опухоли. Мышам в контрольной группе 1 (20 мышей) вводилось по 300 мкл солевых буферных растворов.

Десяти мышам из каждой 2-ой, 3-ей и 4-ой групп вводилось 300 мкл ЦП, МК и МФ, содержащие ЦФ (масса Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> – 83 мг, ЦП – 40 мкг, МК – 20 мкг, МФ – 4 мкг, рН 7,4;  $\zeta = +8$  мВ;  $M_s = 8,2$  кА/м; УПЭ 330 Вт/г Fe).

Чтобы удерживать и концентрировать наночастицы в ткани опухоли, одновременно с инъекцией применялись NdFeB магнитные биндажи (индукция 0,2 Тл, градиент индукции 15 мТл / см), [5,8,9]. Мыши помещались на 30 минут внутрь радиочастотной катушки индуктивности размеров 60x200 мм с воздушным охлаждением для МЖТХ. Внутритканевые концентрации ЦП, МК и МФ, были определены тонкослойной хроматографией, как описано ранее [1–3, 6,7].

Статистическая обработка результатов экспериментов была проведена согласно [13].

От 35 % до 80 % ЦФ, от 34 % до 56 % ЦП и от 13 % до 48 % МФ было обнаружено в тканях опухоли после первой инъекции в группах 2, 2', 3, 3', 4 и 4'. Накопление ЦФ в тканях опухоли увеличивалось при использовании магнитных биндажей. Это определялось количественно с помощью ЭСУ и МРТ. Кроме того, агрегаты магнитных частиц носителя, накопленные в тканях опухоли, наблюдались в микропрепаратах, окрашенных берлинской лазурью.

Температура 48 °С для групп 2–4 и 2'–4' была достигнута после 6 минут нагрева опухоли, когда МЖТХ проводилась под действием переменного магнитного поля частоты 0,88 МГц и амплитуды

7,3 кА/м, с потребляемой мощностью 0,15 кВт. Температура во внешней оболочке, покрывающей опухоль, увеличилась приблизительно до 45 °С и поддерживалась на уровне  $\pm 1$  °С.

После 3-х и 4-х процедур МЖТХ в группах 3, 3' и 4, 4' проявилось противоопухолевое действие длительностью более 35 дней, по сравнению с контрольными группами (1 и 1', и 2 и 2').

МЖТХ опухолей РШМ 5 объемом до 30 мм<sup>3</sup> проводилась путём их выдержки в переменном магнитном поле при 48°С 30 мин. Такое лечение до инфильтрации приводило к полной регрессии опухоли у 45% мышей, а увеличение продолжительности жизни достигало 270%. Такая же терапия инфильтративных опухолей объемом около 400 мм<sup>3</sup> увеличила продолжительность жизни животных на 200%. Использование МЖТХ для лечения опухолей АКАТОЛ объемом до 45 мм<sup>3</sup> приводило к регрессии опухолей у 33% мышей и к увеличению продолжительности жизни на 160%.

По полученным данным самые высокие результаты при МЖТХ достигались при введении магнитных препаратов по периметру опухоли во всех направлениях расположения опухолевых тканей.

**Выводы.** Проведен синтез цитратферрита и его тестирование в качестве негативного МРТ-контрастного агента для выявления первичных опухолей, а также инвазий и метастазов при рецидивах опухолей. Показано, что ЦФ может служить МРТ- негативным контрастным веществом для обнаружения инвазий и метастазов, а также мог бы использоваться для раннего выявления опухолей с помощью КМРТ.

Показано, что МЖТХ цисплатином, митоксантроном, мелфаланом и ЦФ с долечиванием дакарбазином или доцетакселом, с оценкой концентрации ЦФ в тканях приводит к улучшению диагностики и терапии опухолей у мышей.

МЖТХ при температуре +48 °С в течение 30 мин применялась на различных стадиях канцерогенеза с использованием ЦФ в дозе 62 мг Fe/кг, содержащего ЦП, МТ или МФ. При проведении МЖТХ РШМ 5 нагревание опухоли объемом до 30 мм<sup>3</sup> в переменном магнитном поле с частотой 0,88 МГц и амплитудой 7,3 кА/м приводило к регрессии до 40% опухолей у мышей до инфильтрации и к увеличению продолжительности жизни до 300%. При опухолях объемом до 400 мм<sup>3</sup> проведение МЖТХ с отсасыванием некротических масс и системным введением ДК или ДТ при выявлении инвазий и метастазов приводило к 220% увеличению продолжительности жизни.

Концентрация ЦФ в тканях РШМ 5 может быть значительно увеличена с помощью магнитных бандажей и определена количественно по данным ЭСУ и МРТ.



Преимущества представленной терапии подтверждены увеличением продолжительности жизни мышей с раком шейки матки (РШМ 5) и аденокарциномой толстой кишки (АКАТОЛ).

В исследованиях использовался МР БСТ BIOSPEC BC 70/30 USA фирмы Bruker, а также биометрический монитор Model 1025 small Animal Monitoring and Gating System (Operation Mammal) фирмы SA Instruments, Inc..

*Работа проводилась при содействии РФФИ, гранты № 11-01-00051; 10-01-00015; 10-02-01185; 11-02-01440; 11-04-12181; 11-04-92008-ННС\_a.*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. N.A. Brusentsov, V.D. Kuznetsov, T.N. Brusentsova et al., *J. Magn. Magn. Mat.* 272-276, (2004), 2350.
2. N.A. Brusentsov, T.N. Brusentsova et al., *J. Magn. Magn. Mater.* 293, (2005), 450.
3. N.A. Brusentsov T.N. Brusentsova et al., *J. Magn. Magn. Mat.* 311, (2007), 176.
4. M. Nikitin, P. Vetoshko, N. Brusentsov, P. Nikitin, *J. Magn. Magn. Mat.* 321, (2009), 1658.
5. N. Brusentsov, Yu. Pirogov, N. Anisimov et al., *AIP Conf. Proc.*, 1311 (2010), 447-451.
6. Z. Ma, D. Dosev, M. Nichkova et al., *J. Magn. Magn. Mat.* 321, (2009), 1368.
7. A.B. Syrkin, S.F. Ushkov, Ju.N. Bulychev et al., *Exp. Oncol.* 12, (1990), 71.
8. U.O. Häfeli, K. Gilmour, A. Zhou et al., *J. Magn. Magn. Mat.* 311, (2007), 323.
9. M.E. Hayden and U.O. Häfeli, *J. Phys. Cond. Matter* 18, (2006), S2877.
10. T.N. Brusentsova and V.D. Kuznetsov, *J. Magn. Magn. Mat.* 311, (2007), 22.
11. T.N. Brusentsova, N.A. Brusentsov et al., *J. Magn. Magn. Mater.* 293, (2005), 298.
12. N.A. Brusentsov, V.A. Polianski, Yu.A. Pirogov et al., *Pharmaceutical Chemistry Journal*, 44, 6, (2010), 291-295.
13. O.Ju. Rebrova, *The Medicine Statistic's Analysis Facts*, Media Sphere, Moscow, 2002.

## СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЦИТОТОКСИЧЕСКОГО ДЕЙСТВИЯ ЛЕКАРСТВЕННЫХ ПРЕПАРАТОВ С МАГНИТОУПРАВЛЯЕМЫМИ СВОЙСТВАМИ

**Левитин Е.Я., Ведерникова И.А., Коваль А.А.,  
Чан Т.М., Фаталиева А.В.**

Национальный фармацевтический университет  
61002, г. Харьков, ул. Пушкинская, 53, тел/факс (0572) 47-01-64,  
e-mail: irina.vedernicova@rambler.ru



Левитин Евгений Яковлевич окончил ХФИ в 1974 году. Работает в НФаУ с 1978 г. В 2004 г. защитил докторскую диссертацию по теме: «Синтез и биологическая активность производных галогенбензойных кислот и акридинов, созданных на их основе». Имеет 200 научных публикаций, в том числе 67 статей, 16 авторских свидетельств РФ и Украины. В настоящее время, зав. кафедры неорганической химии НФаУ.



Ведерникова Ирина Алексеевна окончила ХПИ в 1992 году. Работает в НФаУ с 2000 года. В 2006 году защитила кандидатскую диссертацию по теме: «Синтез, свойства и биологическая активность магнетита и магнитоуправляемой жидкости». Имеет 73 научных публикаций, в том числе 32 статей, 10 патентов Украины. В настоящее время доцент кафедры неорганической химии НФаУ.



Коваль Алла Александровна окончила ХПИ в 1991 году. С 2001г. работает в НФаУ. В 2009 году защитила кандидатскую диссертацию по теме: «Синтез, физико-химические свойства ферритов как компонентов магнитных лекарственных и диагностических средств». Имеет 45 научных публикаций, из них 15 статей, 5 патентов Украины. В настоящее время доцент кафедры неорганической химии НФаУ.



Чан Татьяна Михайловна окончила ХГУ в 2001 году. С 2006г. работает в НФаУ. С 2011 года является соискателем кафедры неорганической химии. Тема диссертации: «Синтез, физико-химические свойства наночастиц ферритов как основы магнитоуправляемого средства для лечения урологических заболеваний».



Фаталиева Алина Вячеславовна окончила НФаУ в 2010 году. С 2010г работает в НФаУ. С 2011 года является соискателем кафедры неорганической химии. Тема диссертации «Синтез и исследование физико-химических свойств наночастиц цинк замещенного магнетита для создания магнитоуправляемых фармацевтических препаратов».

Известен целый ряд магнитных лекарственных препаратов таких как магнитные жидкости, магнитореологические суспензии, магнитные микрокапсулы, магнитные пластыри, магнитные суппозитории [1]. Магнитным наполнителем этих препаратов являются высокодисперсные частицы магнитного материала, чаще ферритов различного состава [2]. Широкому внедрению магнитных лекарственных препаратов мешает отсутствие нормативных методов определения их опасности для человека.

Тесты на цитотоксичность являются одним из первых методов микробиологического анализа *in vitro* новых лекарственных средств, в рамках доклинических испытаний [3]. Широкое внедрение в эксперимент альтернативных методов исследования, в том числе и культуральных клеток, дает возможность этического и экономного использования животных в современных биологических исследованиях. Культуральные клетки высокочувствительные к действию малых количеств исследуемых веществ, эффект которых на целый организм может проявляться только при больших дозировках и через значительное время [4].

В экспериментальных исследованиях наиболее часто для определения токсической активности лекарственных средств (без наличия магнитного компонента), используется модифицированный метод Шрека [5]. Согласно этому методу как культуральные используют клетки красного костного мозга крыс, которые получают путем вымывания физиологическим раствором на холоду. В начале эксперимента растворы, которые исследуются с помощью дозатора помещают в планшетку и методом перекачки уменьшают дозы в 2, 4, 16, 64 раза. Затем тем же дозатором в каждую ячейку вносят равные объемы клеточной суспензии красного костного мозга крыс. Контроль цитотоксического эффекта исследуемых средств, проводят через 15, 30, 60 и 90 минут методом световой микроскопии. Для определения в нативном мазке количества «живых» клеток – без нарушения целостности мембран, и «мертвых» клеток – с нарушением целостности и проницаемости мембран, используют метиленовую синь. Клетки, которые окрашиваются в синий цвет, оцениваются как «мертвые». В каждом эксперименте подсчитывают 100 клеток. Клетки красного костного мозга крыс в физиологическом растворе используют в качестве отрицательного контроля.

Учитывая, что образцы магнитных лекарственных препаратов имеют густую консистенцию черного цвета и не растворяются в физиологическом растворе, невозможно модифицированным методом

Шрека определить изменения в соотношении «живых» и «мертвых» клеток.

Цель работы состояла в разработке способа определения цитотоксического действия магнитных лекарственных средств.

Для решения поставленной задачи модифицированный метод Шрека был взят как основной. Доработка состояла в том, что после добавления клеточной суспензии красного костного мозга крыс образец магнитного лекарственного средства, который исследуется, подвергают внешнему воздействию поля постоянного магнита в течение 2-20 минут до расслоения прозрачной и непрозрачной фаз.

Расслаивания образцов магнитных лекарственных средств и клеточной суспензии красного костного мозга крыс с помощью постоянного магнита основано на особых магнитных свойствах магнитных лекарственных средств. Время, необходимое для расслаивания образцов магнитных лекарственных средств и клеточной суспензии красного костного мозга крыс с помощью постоянного магнита, определяется экспериментально и зависит от магнитных характеристик постоянного магнита и магнитных лекарственных средств.

Разработанным способом, было осуществлено определение цитотоксического действия магнитоуправляемого рентгеноконтрастного средства [6] в Проблемной лаборатории морфофункциональных исследований НФаУ с помощью биотестов в культуре клеток *in vitro*.

В эксперименте исследовались следующие образцы:

№ 1 – комплексное магнитоуправляемое рентгеноконтрастное средство на основе синтезированных частиц барий гексаферрита, модифицированных р-ром пектина в препарате "Триомбрат";

№ 2 – система частиц синтезированного барий гексаферрита [7]

№ 3 – препарат "Триомбрат" (ОАО Фармак, Украина) [8]

№ 4 – пектин (ГОСТ 29186-91) [9]

Исследования проводились с использованием клетки красного костного мозга крыс, получавших путем вымывания физиологическим раствором на холоду.

Учитывая, что образцы № 1 и № 2 имеют густую консистенцию черного цвета и не растворяются в физиологическом растворе, клеточную суспензию красного костного мозга наслаивали на эти образцы и через 15, 30, 60 и 90 минут, планшеты ставили на постоянный магнит Н35В-М, который имел форму призмы размером 50 мм×30 мм×10 мм. Согласно ТУ У 21174514.001-96 постоянный магнит Н35В-М имеет следующие магнитные параметры: остаточная индукция  $B_r$  – 0,9 Тл; коэрцитивная сила  $H_{CB}$  – 600 кА / м. Под действием внешнего магнитного поля через 2 минуты для образца № 2 и через 10 минут для обра-

зца № 1 (время определено экспериментально) происходило расслаивание исследуемого вещества и клеточной суспензии красного костного мозга крыс.

Контроль цитотоксического эффекта проводили методом световой микроскопии. Полученные экспериментальные результаты (табл. 1, 2) статистически обрабатывали методом вариационной статистики с использованием t-критерия Стьюдента [10].

Таблица 1  
Цитотоксичность образцов № 1 и № 3 на клетки красного костного мозга крыс

Время, мин.	Контроль количество "мертвых" клеток, %	Степень разбавления образца № 1 количество "мертвых" клеток, %			Степень разбавления образца № 3 количество "мертвых" клеток, %		
		76	38	19	76	38	19
15	2,4 ± 0,3	0 ± 0	0 ± 0	0 ± 0	0 ± 0	0 ± 0	0 ± 0
30	3,5 ± 0,5	0 ± 0	0 ± 0	0 ± 0	0 ± 0	0 ± 0	0 ± 0
60	5,1 ± 0,8	1,0±0,1	0 ± 0	0 ± 0	1,1±0,1	0 ± 0	0 ± 0
90	6,7 ± 0,7	1,2±0,1	0,9±0,01	0 ± 0	1,2±0,1	0,7±0,03	0 ± 0

Таблица 2  
Цитотоксичность образцов № 2, № 4 на клетки красного костного мозга крыс

Время, мин.	Контроль, количество "мертвых" клеток, %	Образец № 2, количество "мертвых" клеток, %	Образец № 4, количество "мертвых" клеток, %
15	2,4 ± 0,3	1,9 ± 0,6	2,1 ± 0,4
30	3,5 ± 0,5	3,7 ± 0,3	3,0 ± 0,5
60	5,1 ± 0,8	5,0 ± 0,5	4,9 ± 0,7
90	6,7 ± 0,7	6,1 ± 0,4	6,2 ± 0,5

Анализ полученных результатов позволил сделать выводы:

1. Все образцы исследовались на модели клетки красного костного мозга крыс, не обнаружили цитотоксического эффекта.

2. Количество клеток, которые повредились, в образцах № 2, № 4 было на уровне контроля в зависимости от времени контакта с клетками.

3. Полученные результаты при исследовании образцов № 1 и № 3 свидетельствуют в пользу цитопротективного действия последних на клетки красного костного мозга крыс. В контрольных пробах, где клетки были суспендированы в физиологическом растворе, в зависимости от времени контакта наблюдалось увеличение поврежденных клеток: через 15 мин. –  $2,4 \pm 0,3$ , через 30 мин. –  $3,5 \pm 0,5$ , через 60 мин. –  $5,1 \pm 0,8$ , а через 90 мин. –  $6,7 \pm 0,7$ . В то же время клетки, которые были суспендированы в исследованных образцах № 1 и № 3, оставались невредимыми в течение 30 минут, и только через 60 минут биоконтакта было зафиксировано клетки, которые повредились.

4. Магнитоуправляемое рентгеноконтрастное средство не проявило цитотоксического действия в опытах *in vitro*.

Таким образом, разработанный способ определения цитотоксического действия магнитных лекарственных препаратов с применением постоянного магнита для расслаивания образцов магнитных лекарственных препаратов черного цвета с магнитными свойствами и точной суспензии красного костного мозга крыс, позволяет определить изменения в соотношении «живых» и «мертвых» клеток методом световой микроскопии и провести эффективный и достоверный контроль цитотоксического эффекта магнитных лекарственных препаратов, что может быть одним из первых методов микробиологического анализа *in vitro* новых магнитных лекарственных препаратов в рамках доклинических испытаний.

На разработанный метод с использованием постоянного магнита при изучении цитотоксического действия магнитных лекарственных средств получен патент Украины [11].

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Wilfried A. Magnetism in medicine / A. Wilfried, W. Andrä, H. Nowak. - Berlin: Wiley-VCH, 2006. - P.320-331.
2. Беликов В.Г. Получение и медико-биологическое использование магнитных полей и носителей / В.Г. Беликов, А.Г. Курегян // Хим.-фарм. журн. - 2001. - Т.35, № 2. - С. 27-34.
3. Vlaauboer B.J. Toxicodynamic modelling and the interpretation of *in vitro* toxicity data. // Toxicology Letters - 2001 - Vol. 120 - P. 117 -123.
4. Малышева М.В., Р.А.Рязанова. Клеточные культуры - модельная тест-система в токсиколого-гигиенических исследованиях. // Тезисы докладов. 1-ый съезд токсикологов России 17-20 ноября 1998г. / Под ред. проф. Б.А.Курляндского. - М.-1998. - С. 297.
5. Маркова В.М. Модификация метода Шрека для определения антитоксической активности препаратов и вновь синтезированных соединений // Тез. Докл. III съезда фармацевтов Туркменской ССР. - Ашхабад, 1987. - С. 225-226.
6. Пат. № 90577 Украина, МПК (2009) А61К 49/04. Магнітокерований рентгеноконтрастний засіб / Є.Я. Левітін, А.О. Коваль, Т.О. Онопрієнко, І.О. Ведерникова, О.Л. Алтухов; НФаУ. - Заявл. 28.07.2008; опубл. 11.05.2010, Бюл. № 9.

7. Левитин Е.Я., Коваль А.А., Цихановская И.В. и др. Изучение реакции получения гексаферрита бария - основного компонента магнитных коллоидов для фармацевтической промышленности // Актуальные вопросы фармацевтической и медицинской науки и практики. - М.: ЗГМУ. - 2006. - Вып. XV, Т.1. - С. 161-166.
8. Компендиум. Лекарственные препараты 2007 / Под ред. В.Н. Коваленко, А.П. Викторова. - К.: МОРИОН, 2007. - Т.2. - С. С-158.
9. Лазарева Е.Б., Меньшиков Д.Д. Опыт и перспективы использования пектиновой в лечебной практике // Антибиотики и химиотерапия. - 1999. - № 2. - С. 37-40.
10. Теория вероятностей и статистические методы обработки результатов наблюдений / Б.В. Горбуненко, Ф.Г. Дягилева, Г.В. Жиронкина и др.. - М.: Изд-во НФаУ: Золотые страницы, 2002. - С. 95-100.
11. Пат. 66526 Україна, МПК А61N2/06 (2006.01), А61N 2/12, (2006.01), G01N 33/15 (2006/01) Спосіб визначення цитотоксичної дії лікарських засобів з магнітокерваніми властивостями / Коваль А.О., Левітін Є.Я., Малюштан Л.М. (Україна); Нац. Фарм. університет. – № у 2011 07008; Заявл. 03.06.2011; Опубл. 10.01.2012, Бюл.№1. – 8с.

## ИЗМЕНЕНИЕ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК НАНОЧАСТИЦ ЖЕЛЕЗА И ИХ АНТИМИКРОБНОЙ АКТИВНОСТИ ПРИ ХРАНЕНИИ

**Богословская О.А. \*, Лейпунский И.О. \*,  
Овсянникова М.Н. \*\*, Глущенко Н.Н. \***

\* Федеральное Государственное Бюджетное Учреждение науки  
Институт энергетических проблем химической физики  
Российской академии наук, ИНЭП ХФ РАН,  
119334, г. Москва, Ленинский проспект, д.38, корп. 2.

\*\* Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт биохимической физики им. Н.М. Эмануэля  
Российской академии наук; ИБХФ РАН  
Факс: +7(499)1378258. E-mail: 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.



В связи с постоянным ростом резистентности бактерий к действию сульфаниламидных препаратов, антибиотиков, антисептиков, в настоящее время не прекращается поиск новых антимикробных агентов безопасных для человека. 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.

Существует ряд работ, посвященных использованию наночастиц (НЧ) металлов, обладающих антимикробными и противовирусными свойствами [1,2]. Наше внимание привлекло железо – эссенциальный элемент, который в организме животных и человека имеет строго скорректированную 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. Показано, что различные штаммы *E. coli* (например, *E. coli* K-12) могут обладать четырьмя системами транспорта железа, три из которых осуществляют поступление катиона. Транспорт железа в комплексе с хелатом требует специальных акцепторов на наружной поверхности клеточной стенки. Вероятно, эти белковые акцепторы образуют особые каналы в наружной клеточной мембране *E. coli*, через которые поступает комплекс  $Fe^{3+}$  с хелатом [3].

У  $G^+$  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 [4].

Установлено, что действие НЧ железа зависит от их концентрации: наночастицы железа в низких концентрациях (0,001 и 0,01 мг/мл) оказывают ростстимулирующее действие, а в более высоких концентрациях (0,1–1,0 мг/мл) обладают антимикробной активностью в отношении клинических штаммов золотистого стафилококка [5]. НЧ железа оксида в концентрации 3 мг/мл ингибируют рост *St. aureus* [6].

Проведенные нами исследования показали, что наночастицы железа обладают антимикробной активностью в отношении грампо-

ложительных бактерий *St.albus*. При этом антибактериальное действие НЧ железа зависит от их физико-химических характеристик [7].

Развитие современных нанотехнологий позволяет получать наноструктурные металлы, в том числе и железо, с заданными биологическими свойствами благодаря возможности метода высокотемпературной конденсации модифицировать поверхность наночастиц [8]. Однако, в процессе хранения возможно изменение физико-химических свойств НЧ. Исследования показали, что при хранении в герметичной таре, заполненной инертным газом, величина оксидной пленки на поверхности наночастиц практически остается постоянной, о чем свидетельствуют результаты рентгенофазного анализа. При хранении в «обычных» условиях, т.е. в негерметичной таре без инертного газа, физико-химические характеристики наночастиц могут измениться, что, по-видимому, приведет к изменению их биологической активности.

Целью нашей работы было исследование физико-химическими характеристиками НЧ железа в процессе хранения и изучение их антимикробной активности.

**Определение физико-химических свойств наночастиц.** НЧ железа получали методом высокотемпературной конденсации на установке Миген-3 [8]. 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) в излучении Co-K $\alpha$  с использованием графитового монохроматора. Обработку полученных интерференционных пиков для установления фазового состава НЧ железа проводили с помощью компьютерных программ Outset и РНАН [9].

**Оценку антимикробной активности НЧ железа** проводили диффузно-дисквым методом на тест-микробах *Staphylococcus albus* [10]. Исследуемые НЧ железа с разными физико-химическими характеристиками помещали в количестве 5мг 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 фото-

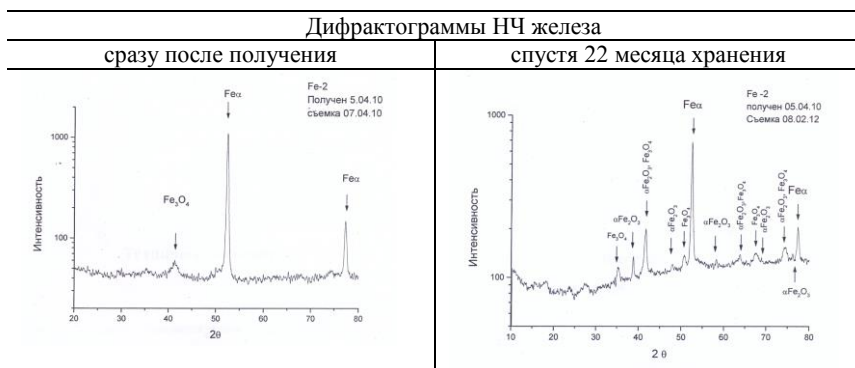
графировали. Если испытуемый образец оказывает влияние на рост тест-микроба, то вокруг диска образуется зона задержки роста. По площади зоны задержки роста ( $\text{мм}^2$ ) можно судить об интенсивности влияния испытуемого образца на тест-микробы.

### Результаты и обсуждение.

Исследование проводили с НЧ железа, средний размер которых составляет  $94,0 \pm 2,0$  нм. Методом рентгенофазового анализа показано, что основные пики на дифрактограммах у исходных НЧ железа принадлежат кристаллической фазе Fe- $\alpha$ . Кроме того, имеются малоинтенсивные размытые пики, свидетельствующие о наличии оксидных фаз со структурой магнетита Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> (магнетит). Соотношение фаз в наночастицах следующее: Fe $\alpha$  – 87%, Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> – 13% (объемных).

Для изучения антимикробной активности использовали исходные наночастицы и НЧ железа через 22 месяца хранения в негерметичной таре без инертного газа. Установлено, что в процессе хранения происходит окисление НЧ, о чем свидетельствует, кроме присутствовавших ранее пиков на дифрактограммах, появление относительно интенсивных пиков  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (гематит) и Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> (табл. 1).

Таблица 1  
Дифрактограммы НЧ железа после получения и при хранении в течение 22 месяцев



При этом, соотношение фаз следующее: Fe $\alpha$  – 46,2%,  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> – 25,3%, Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> – 28,5% (объемных).

Исследование антимикробного действия исходных и окисленных НЧ железа показало, что вокруг дисков с НЧ железа обоих образцов наблюдаются зоны **лизица**-задержки роста, что свидетельствует о проявлении антибактериального действия обоих образцов.

Установлено, что вокруг дисков с исходными НЧ железа площадь зоны задержки роста клеток тест-культуры грамположительных бактерий *St. albus* составляет  $(886.5 \pm 28.3)$  мм<sup>2</sup>. Зона ~~низкая~~ задержка роста клеток тест-культуры *St. albus* вокруг дисков с окисленными НЧ железа составляет  $(604.2 \pm 112.0)$ .

Полученные данные свидетельствуют о том, что при хранении в обычных негерметичных условиях без инертного газа происходит окисление наночастиц железа с появлением железа оксидов вплоть до 51.8 % , что в 4 раза больше, чем в исходном порошке железа. Причем, количество Fe (III) увеличивается в два раза по сравнению с исходными наночастицами. При этом антимикробная активность окисленных НЧ железа в отношении клеток тест-культуры грамположительных бактерий *St.albus* снижается на 32 % по сравнению с антимикробным действием исходных наночастиц. Похожую тенденцию наблюдали другие исследователи в отношении микробных клеток грамотрицательных бактерий *E.coli* при действии НЧ железа [11]. Сравнительное исследование воздействия НЧ железа (Fe<sup>0</sup>) и железа оксида Fe (II) на клетки *E.coli* показало их больший цитотоксический эффект по сравнению с действием Fe (III) . Наибольшей цитотоксичностью обладали НЧ Fe<sup>0</sup>.

Полученные данные свидетельствуют о влиянии редокс состояния наночастиц железа на проявление антибактериальной активности.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Fumo et al // *Virologica Sinica*: 2005.- V.20.-С.70-74.
2. Ren G., Oxford J., Oxford J. Патент «Anti-viral formulations nanomaterial and nanoparticles» // US 201 000 406 55 A1: 2010.
3. Горлина М.Х. Железо и патогенность бактерий // Журнал микробиологии, эпидемиологии и иммунобиологии: 1985. – №3. – с.103-108.
4. Anming Xiong, Michelle Uebel, Vineet K. Singh, Radheshyam K. Jayaswal «Molecular Characterization of the Iron-Hydroxamate Uptake System in *Staphylococcus aureus* Guillermo Cabrera» // *Appl. Environ. Microbiol.*: 2001. – V.67.-P.1001-1003.
5. И.В. Бабушкина, В.Б. Бородулин, Г.В. Коршунов, Д.М. Пучиньян. Изучение антибактериального действия нано-частиц меди и железа на клинические штаммы *Staphylococcus aureus*.//Саратовский научно-медицинский журнал: 2010.- т. 6.- № 1.- С. 11–14.
6. Tran N, Mir A, Mallik D, Sinha A, Nayar S, Webster TJ.Source . Bactericidal effect of iron oxide nanoparticles on *Staphylococcus aureus*.//*Int J Nanomedicine*: 2010. –V. 5.-P.277-283.
7. Богословская О.А., Лейпунский И.О., Овсянникова М.Н., Глушенко Н.Н. Антимикробная активность наночастиц железа с различными физико-химическими свойствами // 14-я Международная Плесская научная конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям: Сборник научных трудов: Плёт, 2010. – С.235-240.

8. Жигач А.Н., Лейпунский И.О., Кусков М.Л., Стоенко Н.И., Сторожев В.Б. Установка для получения и исследования физико-химических свойств наночастиц металлов // Приборы и техника эксперимента: 2000. - №6. – С. 122-129.
9. Горелик С.С., Скаков Ю.А., Расторгуев Л.Н. Учебное пособие для вузов.- 3-е издание// М.: Минск. 1994.
10. Справочник по микробиологическим и вирусологическим исследованиям. Под ред. Биргера М.О.//М.: Медицина, 1973. – 455 с.
11. Auffan M, Achouak W, Rose J, Roncato MA, Chanéac C, Waite DT, Masion A, Woicik JC, Wiesner MR, Bottero JY Relation between the redox state of iron-based nanoparticles and their cytotoxicity toward *Escherichia coli* // *Environ Sci Technol.*, 2008/-v.42(17).- P.6730-6735.

## МАГНИТНЫЕ НАНОЧАСТИЦЫ ОКСИД ЦИРКОНИЯ-МАГNETИТ: СИНТЕЗ, СВОЙСТВА, ПРИМЕНЕНИЕ В КАЧЕСТВЕ НОСИТЕЛЕЙ ЛЕКАРСТВЕННЫХ ПРЕПАРАТОВ

Королев Д.В.<sup>1,2</sup>, Афонин М.В.<sup>3</sup>, Осташев В.Б.<sup>1,3</sup>,  
Усков И.С.<sup>1,2</sup>, Уменушкина Е.А.<sup>2</sup>, Галагудза М.М.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ФГБУ «Федеральный центр сердца, крови и эндокринологии  
им. В.А. Алмазова»,  
197341, г. Санкт-Петербург, ул. Аккуратова, д. 2

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный медицинский университет  
им. академика И.П. Павлова,  
197022, г. Санкт-Петербург, ул. Льва Толстого, д. 6/8,

<sup>3</sup> Санкт-Петербургский государственный технологический институт  
(технический университет),  
190013, г. Санкт-Петербург, Московский пр.-т, д. 26.

Нанотехнология в последние годы стала одной из наиболее перспективных и динамично развивающихся областей знаний. В настоящее время достигнуты значительные успехи в использовании магнитных наночастиц (МНЧ) в медицине [1]. В настоящее время синтезирован широкий спектр магнитных наночастиц: на основе металлов Co, Fe, Ni, оксидов и ферритов [2].

Наиболее широкое применение в биомедицине получили МНЧ оксида железа, что обусловлено их низкой токсичностью и стабильностью физических характеристик [3].

Целью настоящего исследования являлась отработка методики синтеза МНЧ, исследование их физических и биологических свойств, возможности применения в качестве носителей лекарственных препаратов для адресной доставки.

### Синтез МНЧ

В работе решено было использовать биоксидные МНЧ  $ZrO_2 \times Fe_3O_4$ , ввиду их сферичности и размеров, а также наличия циркония, который может быть использован в качестве маркера.

Предполагаемая структура МНЧ показана на рис. 1.

Синтез проводили следующим образом. К раствору, содержащему смесь сульфатов железа (II), железа (III) и нитрат циркония в мольном соотношении 2:1:1 и объемом 700 мл, при постоянном пере-

мешивании со скоростью 4 мл/мин. добавляли смесь 25% раствора гидроксида аммония и 1% раствора ацетата аммония. Таким образом, отношение железа и ацетата аммония составляло 2:1:0.1. Синтез проводили до фиксации насыщенно черной окраски и установления значения  $\text{pH} = 8-9$ . На следующий день полученный коллоидный продукт отделяли центрифугированием и промывали 4 раза дистиллированной водой. Для подготовки сухой пробы полученные МНЧ отфильтровывались и подвергались лиофильной сушке при температуре  $-48^\circ\text{C}$  в течении 48 часов.

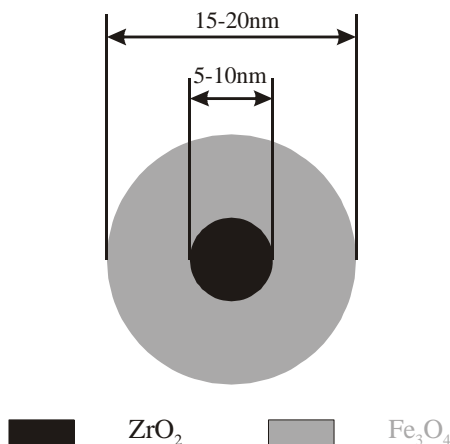


Рис. 1. Схематичное изображение МНЧ  $\text{ZrO}_2 \times \text{Fe}_3\text{O}_4$

Для подтверждения химического состава полученных МНЧ проводился рентгенодифракционный анализ. Результаты рентгенодифракционного анализа хорошо согласуются с данными [4].

### Свойства МНЧ

Удельная поверхность МНЧ определенная по упрощенному методу БЭТ на установке Клячко-Гурвича составила около  $100 \text{ м}^2/\text{г}$ , что говорит о хорошей адсорбционной емкости МНЧ.

Для определения размеров МНЧ использовали метод сканирующей электронной растровой микроскопии.

МНЧ  $\text{ZrO}_2 \times \text{Fe}_3\text{O}_4$  имеют форму, близкую к сферической и размеры 10–20 нм. Такой наноматериал можно использовать без дополнительной обработки для сорбции действующих веществ.

Наличие циркония в качестве маркера позволяет определять количественное содержание МНЧ в тканях при проведении лабораторных исследований на токсичность, биосовместимость и биораспределение.

### **Стабилизация коллоидной системы**

Нами было показано, что время жизни физиологических растворов выбранных МНЧ двух составов ( $ZrO_2 \times Fe_3O_4$  и  $Fe_3O_4$ ) в растворах хлорида натрия (0,9%) после обработки на ультразвуковом диспергаторе УЗД-2 без добавки ПАВ очень коротко. Во избежание агрегации наночастицы обычно покрываются слоем гидрофильного и биологически совместимого полимера, такого как декстран, дендримеры, полиэтиленгликоль, полиэтиленоксид [5, 6], олеиновая кислота [7]. Иногда используются природные либо синтетические фосфолипиды [8]. В нашей работе применялись Tween 80 и PEG 400.

Экспериментально было установлено, что оптимальной навеской МНЧ является 2 мг в 20 мл, а концентрация ПАВ Tween 80 составляет 0,5%, а PEG 400 – 1%.

### **Исследование биосовместимости МНЧ**

Проводилась оценка биосовместимости МНЧ в опытах на острую токсичность. Испытания на лабораторных животных показали полную биосовместимость МНЧ, т. е. отсутствие изменения гемодинамических показателей в ответ на внутривенное введение. При этом частота сердечных сокращений составляла 398 уд/мин, среднее артериальное давление – 102, систолическое – 109, диастолическое – 92, пульсовое – 17.

### **Адресная доставка лекарственных препаратов при помощи МНЧ**

Для реализации адресной доставки в работе использовался соленоид с диаметром 35.0 мм, длиной рабочей части 40.0 мм, числом витков 800 и сопротивлением 40 Ом. Напряжение питания составляло 20.0 В, сила ток – 0.5 А.

Эксперименты выполнялись на крысах самцах линии Wistar, массой 250-300 грамм. В качестве наркоза использовался хлоралгидрат в дозировке 480 мг/кг. Животные были разделены на следующие группы:

1. Контроль, в течение 10 минут производили внутривенное введение 0,9% раствора NaCl в объёме 1 мл.
2. Внутривенное введение МНЧ в дозировке 1 мг/мл без воздействия электромагнитного поля.
3. Введение МНЧ в дозировке 1 мг/мл с воздействием электромагнитного поля на бедро крысы в течение 10 минут.



Через 20 минут после начала введения физиологического раствора или суспензии МНЧ осуществляли выведение животного из эксперимента и забирали мышцы бедра для анализа. Забранные образцы тканей сушились в сухожировом шкафу при температуре 90 °С в течение 24 часов, затем измельчались до порошкообразного состояния и растворялись в серной кислоте. Анализ полученного сернокислого раствора на содержания циркония проводился атомно-эмиссионным методом с индуктивно связанной плазмой (АЭСИСП) по стандартной методике.

Результаты анализа показаны на рис. 2.

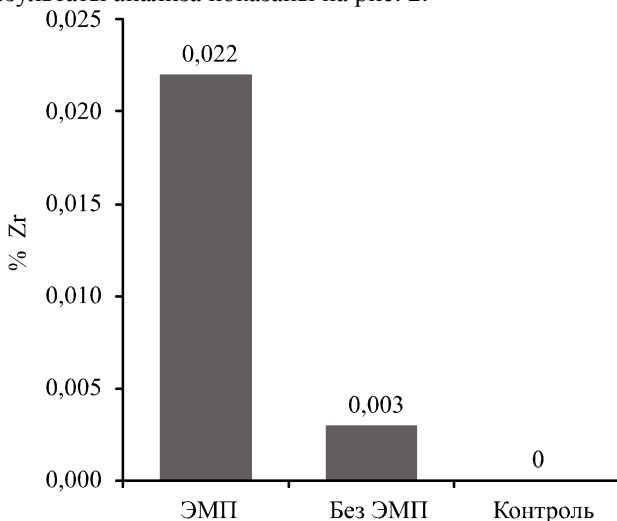


Рис. 2. Содержание циркония в образцах тканей

Как видно из рисунка в контроле циркония не обнаружено. В эксперименте с введением МНЧ и воздействием ЭМП наблюдается максимальный уровень циркония, что может свидетельствовать о накоплении МНЧ и возможности таргетной доставки лекарственных препаратов в ишемизированную нижнюю конечность.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Ito A., Shincai M., Honda H., Kobayashi T. Medical application of functionalized magnetic nanoparticles // *J. Of Bioscience and Bioengineering*, 2005, V. 100. — P. 1—11.
2. Biofunctional magnetic nanoparticles for protein separation and pathogen detection / Gu H., Xu K., Xu C. et al. // *J. Of the American Chemical Society Chem. Commun*, 2006. — P. 941—949.

3. Lu A.-H., Salabas E.L., Schuth F. Magnetic nanoparticles: synthesis, protection, functionalization, and application // *Angew. Chem. Int. Ed.* 2007, V. 46. – P. 1222–1244.
4. Room-Temperature Soft Magnetic Iron Oxide Nanocrystals: Synthesis, Characterization, and Size-Dependent Magnetic Properties/ Y. Tan, Z. Zhuang, Q. Peng, Y. Li // *Chem. Mater.*, V. 20, N. 15, 2008.— P. 5029–5034.
5. Xu C., Sun S.. Superparamagnetic nanoparticles as targeted probes for diagnostic and therapeutic applications // NIH Public Access. *Dalton Trans.* Author manuscript, 2009, August 7, (29): 5583–5591.
6. Berry C., Curtis A. Functionalisation of magnetic nanoparticles for applications in biomedicine // *J. Phys. D. Appl. Phys.*, 2003, N 36(13). – P. 198–206.
7. Silicon nanocrystals dispersed in water: Photosensitizers for molecular oxygen / B. Goller, S. Polisski, H. Wiggers, D. Kovalev // *Applied Physics Letters* 96, 211901 (2010).
8. Synthesis and antitumor efficacy of daunorubicin-loaded magnetic nanoparticles / J. Wang, B. Chen, J. Chen et al. // *International Journal of Nanomedicine*, 2011, N 6. – P. 203-211.

## **РЕАКЦИЯ КРОВИ ОБЕЗЬЯН НА ВНУТРИВЕННОЕ ВВЕДЕНИЕ НАНОДИСПЕРСНЫХ ОКСИДОВ КОБАЛЬТА**

**Баркая В.С., Вольтер Е.Р., Фоменко В.Н.,  
Елистратова Ж.В., Хашиг Н.Э., Киласония Э.Ф.**

Научно-исследовательский институт экспериментальной патологии  
и терапии АН Абхазии,  
г. Сухум, гора Трапезия,  
e-mail: ervolter@mail.ru

Внимание фармакологов давно акцентировалось на возможности привлечения нанотехнологий для решения задач коррекции минерального гомеостаза организма, включая клеточный уровень. Нанокомпозиты на основе эссенциальных металлов могут быть высокоактивны в отношении транспортных и мембранных структур, клеточных органелл и биологических тканей. Начиная с 60-х годов XX в, наиболее удачным стало использование в медицине наномагнетита и его модификаций ПАВами [ 4]. Организм, в первую очередь система крови, быстро реагирует на введение НМ [7].

Гранулы НМ допируют ионами Со для усиления магнито-механических и радиочастотных воздействий на биоструктуры. Данные, о влиянии на организм допированного наномагнетита, очень отрывочны. Практически имеет место экстраполяция биологического действия эссенциальных металлов в форме ионов или ион-органических комплексов. Это предопределяет только понимание вторичных процессов, возникающих при уже «успешной» биотрансформации наноструктур.

Кобальт традиционно представляет интерес для гематологии как активатор ретикулоцитов и слабый переносчик кислорода. Соли кобальта в середине XX века использовались как неспецифический стимулятор эритропоэза у человека в дозах 20–30 мг в сутки. Лекарственные препараты, содержащие кобальт, способствуют усвоению железа и оказывают благоприятное влияние на иммунологическую реактивность [1].

Однако, введение солей кобальта в больших дозах вызывает полицитемию и ряд токсических явлений. Введение хлорида кобальта приводило к кобальтовой кардиопатии с тяжелой сердечной недостаточностью, а также полицитемии, гиперплазии щитовидной железы. На щитовидную железу оказывает сильное влияние не только избыток, но и дефицит кобальта.

Цель данной работы – получение и биологические испытания коллоидных наноструктур кобальта, которые существенно менее токсичны, чем соли этого элемента.

Особенности токсикологического исследования новых наноструктур, обладающих свойствами противоопухолевых, радиофармацевтических средств для гипертермии до сих пор не разработаны. Следовательно, их применение требует тщательного испытания на моделях заболеваний, с использованием лабораторных животных, в том числе обезьян на заключительном этапе.

Задача исследования – очертить границы применимости в биологии синтезируемых наноструктур Co, а также осуществить пробное лечение ряда моделируемых патологий.

**Материалы и методы исследований.** Наночастицы размером 3–5 нм получали методом соосаждения [3]. В ряду активных закисей-окисей кобальта, нам удалось синтезировать по известной методике гидроксид кобальта (11) –  $\text{Co}(\text{OH})_2$ ,  $\text{Co}_3\text{O}_4$ , путем окисления в воде  $3\text{Co}(\text{OH})_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ , и гидроксид кобальта (111) –  $\text{CoO}(\text{OH})$  [2].

На кроликах испытано токсическое влияние соли и наночастиц кобальта летальных и сублетальных концентраций. Исходя из полученных результатов, проведены опыты на 3 обезьянах – макаках рhesus. Обезьяне № 18821 однократно ввели 5 мл 1 н раствора гидроксида кобальта (111). Обезьянам № 31533 и № 219 однократно ввели соответственно 3 и 2 мл  $\text{Co}_3\text{O}_4$  с добавлением цитрата.

В течение 6 месяцев по стандартным методикам проводили изучение биохимических (АЛТ, АСТ, билирубин, общий белок, холестерин) и гематологических (клетки крови, СОЭ, гемоглобин, ретикулоциты и др.) показателей. Система гемостаза изучена по аутокоагуляционному тесту (АКТ), протромбин и тромбинового времени и концентрация фибриногена.

**Результаты и их обсуждения.** Проведенное исследование показало, что кобальтовый токсикоз, вызванный введением окисленных наночастиц кобальта (111), не представляет большой опасности, так как легко излечивается при применении обычных терапевтических средств (глюкоза, кардиамин и др.). Окислы кобальта обладают менее выраженным токсичным действием, чем соли, при этом закись кобальта токсичнее его окиси.

При введении обезьянам наночастиц оксида кобальта двух модификаций – закиси и окиси, получены неоднозначные результаты.

Одна обезьяна (№ 18821, 27 лет), получившая окисленный препарат кобальта в объеме 5 мл, прореагировала после его введения ухудшением общего состояния, гематологических (лейкоциты, эрит-

роциты, тромбоциты) и некоторых биохимических показателей. С 5-х суток физиологическое состояние обезьяны выровнялось. На этом фоне заметно повысилось содержание ретикулоцитов, сохранявшееся в течение 30 дней наблюдения. Обезьяна, через час после введения дает резкое удлинение свертывающего потенциала крови (прот.вр. – 29 с., тромбиновое – 15 с; при фоновом показателе 14,5 и 13,5 с соответственно). К концу месяца показатели нормализовались, но оставался повышенным уровень фибриногена 5 г/л. На 8 месяце – вновь обнаружилось изменения со значительными гипокоагуляционными сдвигами – по АКГ – нет свертывания на 2 и 60 минуте наблюдения, значительное удлинение протромбинового времени и увеличение концентрации фибриногена.

Двум другим обезьянам наночастицы кобальта вводили в концентрации, меньшей в 10 раз в закисной форме. Видимая реакция на введение препарата отсутствовала, но по показателям гематологическим, биохимическим и гемостазиологическим выявлена неравнозначность сдвигов: кратковременная гиперкоагуляция с гиперфибриногемией с последующим увеличением антикоагуляционных свойств (обезьяна № 31533, 13 лет), или смена длительной гиперкоагуляции ее угнетением (№ 219, 25 лет). У нее же выявлен через 5 месяцев наблюдения самый высокий уровень фибриногена. Ранее нами отмечено, что даже без экспериментального воздействия, состояние гемостаза меняется в зависимости от возраста с тенденцией к гиперкоагуляции у старых животных.

Обезьяны макака резус разного возраста: №13533 – 13лет; №219 – 25лет. В данном эксперименте у обезьяны зрелого возраста №13533 после введения препарата отмечалась реакция в 1 час, 14 суток, 21 сутки, 1 и 5 месяц – гиперкоагуляции с умеренной гиперфибриногемией и увеличением активности антикоагуляционного звена крови (до 1 месяца наблюдения).

У старой №219 обезьяны наблюдалась начиная с 3 суток длительная гиперкоагуляция с устойчивой гиперфибриногемией (на 5 месяце наблюдения до 11 /л). Антикоагулянтная активность крови нарастает с 1 по 7 сутки, а далее начинает снижаться до нуля, т.е. возникает угроза тромбообразования (таблица). Плазма крови этой обезьяны имела не характерный вид, она была на 7 сутки бело-розовой, на 14 – с хлопьями, на 21 – мутная. Данный эксперимент показал, что у животных в зависимости от химического состояния использованных наночастиц кобальта имеют место разной направленности изменения в системе гемеостаза:

Таблица.

Показатели системы гемостаза у обезьян в опыте с неокисленным кобальтом

Сроки	№ группы	АКТ %			Протр.вр (с.)	Тромб. вр. (с.)	Фибриноген (г/л)
		А	МА	ИИТ			
<b>фон</b>	31533	4,5	16,5	3,0	18	--	3,5
	219	24,5	54	4,0	16	11	3,0
<b>1 час</b>	31533	36	--	3,8	18,5	--	4,0
<b>1 сут.</b>	219	16,5	44	9,8	19,5	--	5,0
<b>3 сут.</b>	31533	0	20,5	20/5	20,5	10	6,0
	219	29,5	65	21	20	--	6,5
<b>7 сут.</b>	31533	0	24,5	9,8	20,5	18	5,0
	219	36	59	59	18	--	5,0
<b>14 сут.</b>	31533	4,5	58	6,0	16,5	10,5	3,5
	219	29,5	41	6,3	20,5	--	5,5
<b>21 сут.</b>	31533	3,7	36	8,0	--	--	30,
	219	23,5	26	5,7	26	--	4,0
<b>1 месяц</b>	31533	0.	36	36	18	--	3,5
	219	65	79	1,9	19	10	4,5

Исследованы у этих трех обезьян и биохимические показатели (холестерин, общий белок, билирубин, ферменты), которые показали значительный разброс. Эти данные будут проанализированы по мере накопления новых данных, поскольку однозначные выводы по трем животным сделать затруднительно. Что касается ретикулоцитов, то и у указанных двух обезьян наблюдался довольно стойкий ретикулоцитоз в течении нескольких недель после введения нанокобальта.

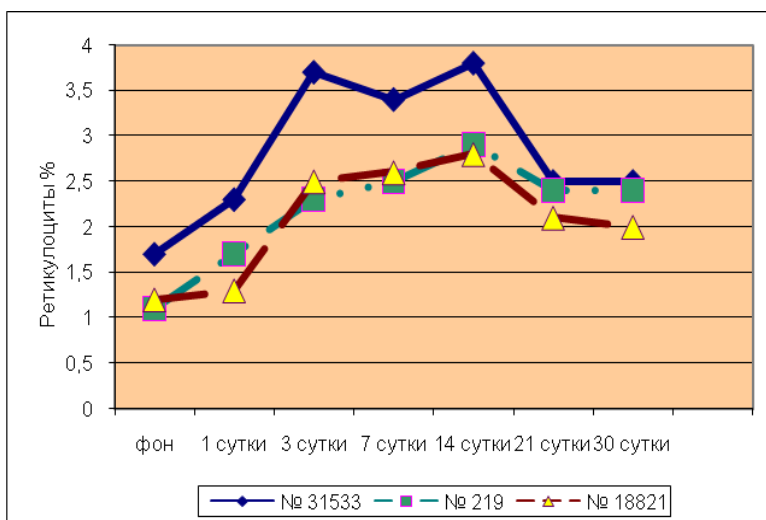
Можно предположить, что со способностью кобальта угнетать тканевое дыхание, в том числе и клеток костного мозга, связывается развитие компенсаторной полицитемии с выраженной гиперплазией костного мозга и появлением очагов экстрамедуллярного кроветворения. Одним из возможных механизмов стимуляции эритропоэза является влияние кобальта на образование эритропоэтинов. По литературным данным, действие ионов кобальта объясняется блокированием SH-групп некоторых оксидоредуктаз, приводящим к кислородному голоданию костного мозга, что побуждает его к усиленной деятельности либо непосредственно, либо через усиление синтеза эритропоэтина в ответ на гипоксию.

Скорее всего, применение наночастиц кобальта как стимулятора кроветворения может быть оправдано только в случаях пониженного содержания в крови эритропоэтина.

**Заключение.** Изучена патофизиологической реакции крови обезьян на введение наноструктур окиси и закиси кобальта. Проведены эксперименты (продолжительностью 6 месяцев) на 3-х обезьянах мака-

ках резусах по влиянию разных концентраций наночастиц окиси кобальта двух модификаций окисленной и восстановленной. На кроликах отработана методика, исключая тромбообразование при введении наночастиц Co. Определены предварительно летальные дозы.

В наших работах обнаружено изменение активности и структурообразование белков плазмы крови при введении нанодисперсного оксида кобальта (11). Изучение этого эффекта позволит очертить границы коллоидной устойчивости и реологического резерва плазмы крови. спользовании окисленного кобальта приводит к гипокоагуляции, а неокисленный к гиперкоагуляции с депрессией в противосвертывающем механизмах. Такая заторможенность функции противосвертывающей системы установленная в наших опытах и старении организма может приводить к неэффективному устранению угрозы тромбообразования.



Содержание ретикулоцитов в крови после введения оксидов кобальта

Опыты нуждаются в дополнительных исследованиях но большем количестве животных. Тем более, известно, что оединения кобальта могут вызывать сенсбилизацию организма. В экспериментах на животных введение солей кобальта в концентрации 0.01 мг на кг тормозило рост лимфосаркомы у крыс и асцитной карциномы Эрлиха у мышей. Бластомогенная роль кобальта требует дальнейших исследо-

ваний. Данный аспект проблемы в НИИЭПиТ пока не исследовался, хотя имеется адекватная модель опухолей лимфоузлов кроликов.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Авцын А.П., Жаворонков А.А., Риш М.А., Строчкова Л.С. Микроэлементозы человека. - М.: Медицина, 1991. 496 с.
2. Руководство по неорганическому синтезу. В 6-ти т./ Ред. Г. Брауэр. - М.: Мир, 1985. Т. 5.- 360 с.
3. Matijevic E. Monodispersed colloids: art and science // *Langmuir*. 1986. № 2. P.12-20.
4. Кузнецов А.А. Применение магнитоуправляемых микрочастиц в медицине // Сб. докл. 1 Симпозиума по применению биоманитных носителей в медицине.- М.:ИБХФ РАН, 2001. С. 3 – 15.
5. Ларионова Н.И., Дюшен Д., Куаре П. и др. Разработка микро- и наносистем доставки лекарственных средств // *Рос.хим.ж.* 2008. Т. 52. № 1. С.48 – 55.
6. Барашков Г.К., Зайцева Л.И. Использование законов межэлементных взаимодействий для понимания механизмов некоторых заболеваний человека // *Биомедицинская химия*, 2008. Т. 54. Вып. 3. С. 266-277.
7. Баркая В.С., Вольтер Е.Р. Реакция системы кроветворения на наноманитовую агрессию. . Сб.науч.трудов 13 Межд. Плесской конференции по нанодисперсным магнитным жидкостям.-Иваново: ГОУ ВПО ИГЭУ, 2008. С.343-346



## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ НА АДГЕЗИЮ ЛЕЙКОЦИТОВ

**Ершова А.Н., Калаева С.З., Макаров В.М.**

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



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.



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 129 научных публикаций, в том числе 56 статей, 2 патента РФ, 4 статьи в иностранных журналах. В настоящее время является заведующим кафедрой безопасности жизнедеятельности, профессором Ярославского государственного педагогического университета им. К.Д.Ушинского.



Калаева Сахиба Зиядиновна 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, 12 патентов РФ, 1 статью в иностранном журнале. В настоящее время является доцентом кафедры «Охрана труда и природы» ЯГТУ.



Ершова Анна Николаевна окончила Ярославский государственный технический университет в 2009 году. Имеет 25 научных публикаций и 2 патента на изобретение. 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 2012 г. защитил кандидатскую диссертацию. Имеет 18 научных публикаций и два авторских свидетельства на изобретения.

На живые организмы оказывают влияние различные факторы внешней среды. При экстремальных воздействиях, к которым относятся перегревание и переохлаждение организма, происходят изменения гомеостатических констант, и прежде всего относящихся к системе крови [1]. Лейкоциты, имеющие высокую реактивность, быстро включаются в реакции адаптации. Адгезия лейкоцитов к сосудистой стенке имеет ряд последствий, важных не только для развития воспалительных реакций [2]. Агрегация эритроцитов и адгезия лейкоцитов являются важными внутрисосудистыми феноменами, влияющими на микроциркуляцию крови. Феномен адгезии лейкоцитов заключается в их контакте с эндотелиальными клетками сосудистой стенки. Процессам адгезии предшествует активация клеток в ответ на действие сигнальных веществ [3]. Повышенная адгезия лейкоцитов ведет к увеличению риска тромбообразования и возникновению риска смертельных заболеваний. В этой связи, актуальной проблемой является использование методов, способных предотвратить развитие таких заболеваний.

Целью настоящей работы явилось исследование влияния магнитных жидкостей, полученных на основе лекарственных препаратов, на адгезию лейкоцитов.

В процессе проведенных исследований выяснилось, что хорошими стабилизаторами для получения магнитных жидкостей являются витамины (аскорбиновая кислота, витамин В<sub>6</sub> и др.), глюкоза и другие низкомолекулярные вещества биологического происхождения. В связи с этим для получения магнитной жидкости в качестве стабилизаторов в данной работе был использован витамин В<sub>6</sub> и глюкоза, а в качестве жидкости носителя – реополиглокин (декстран).

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 намагнитченностью насыщения 12-18 кА/м с объемной долей магнетита 3,8–4,6 %.

В серии опытов проводилось исследование влияния магнитных жидкостей на гиперадгезию лейкоцитов. Исследование включало в себя несколько серий опытов. В первой серии опытов кровь для *in vitro* экспериментов получали из хвостовой вены лабораторных крыс – самцов, у которых имел место воспалительный процесс. А во второй серии опытов для исследования использовалась кровь больных травматологического профиля. В опытных образцах крови наблюдалась повышенная степень адгезии лейкоцитов (свыше 14%). Магнитная жидкость добавлялась в образец крови в различных соотношениях: 1:6 и 1:8. Ранее проведенные исследования показали, что при соотношении магнитная жидкость: кровь 1:2, и 1:4, происходит гемолиз эритроцитов [4]. После инкубации в течение 30 минут жидкость удалялась из крови с помощью постоянного магнита. При помощи метода микроскопии подсчитывалось число клеток. Определяли количество лейкоцитов до и после фильтрации крови через синтетическую вату по классической методике (Макгрегор, Варли, 1986).

Результаты исследований показали, что при соотношении магнитная жидкость: кровь 1:6 степень адгезии в среднем снижается до 15, а при соотношении 1:8 в среднем – до 10. Установлено, что наночастицы магнитной жидкости, имеющие на поверхности отрицательный заряд, при взаимодействии с кровью притягивают активные лейкоциты. Извлечение магнитных наночастиц из крови сопровождается удалением вместе с ними этих клеток, что уменьшает вероятность процесса адгезии.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

- 1.Новиков В.С. Проблема экстремальных состояний человека // XVII съезд Всерос. физиолог. общества им. И.П. Павлова: Тезисы докладов. Ростов-на-Дону,1998. С.85-85.
2. Муравьев А.В., Чепоров С.В. Гемореология (экспериментальные и клинические аспекты реологии крови) [Текст]: монография/ А.В.Муравьев, С.В.Чепоров. – Ярославль: Изд-во ЯГПУ, 2009. – с.21.
- 3.Захарова Ю.М., Волков А.В., Долгушин И.И., Зурочка А.В. Влияние секреторных продуктов нейтрофилов на эритропоэз в эритробластические островки костного мозга // Физиол. журн 1995.-Т.81-№2.- С.53-58.
4. А.Г Гушин. Влияние наночастиц магнетита на гемореологические показатели [Текст]/А.Г Гушин, С.В. Полулях, Н.А. Мурашова, С.З. Калаева, А.Н. Ершова//Ярославский педагогический вестник.-2011.-Т.III №1.-С.89-93.

## РАСТВОРИМОСТЬ – ПОКАЗАТЕЛЬ КАЧЕСТВА НАПОЛНИТЕЛЕЙ МАГНИТНЫХ ТЕПЛОПРОВОДЯЩИХ СРЕД ДЛЯ КРИОХИРУРГИИ

<sup>1</sup> Шабалкина Е.Ю., <sup>1</sup> Черкасова О.Г., <sup>2</sup> Коченов В.И., <sup>2</sup> Цыбусов С.Н.

<sup>1</sup>ГБОУ ВПО Первый МГМУ им. И.М.Сеченова  
Россия, 105043, г. Москва, ул. 5-я Парковая, д. 21,  
Химический корпус I МГМУ, к.516, тел. (499)165-37-54  
e-mail: elenasch25@mail.ru

<sup>2</sup>ГБОУ ВПО НижГМА, Центр медицинской криологии «онКолор»  
Россия, 603104, г. Н.-Новгород, ул. Медицинская, д. 1,  
тел. (831)465-59-04  
e-mail: kriol.nnov@list.ru

Магнитокриодеструкция новообразований - одна из инновационных медицинских технологий ликвидации патологических очагов. Эффективность замораживания патологического очага, имеющего, как правило, сложный рельеф, повышается использованием мягких магнитных теплопроводящих прокладок (магнитных мазевых композиций) между поверхностью замораживаемой ткани и поверхностью криоаппликатора и проведением криодеструкции в магнитном поле. Этот прием позволяет заморозить патологический очаг по всему объему. Высокая теплопроводность и магнитомеханические свойства прокладок обеспечиваются введением в состав мазевых композиций магнитомягких наполнителей, к числу которых относятся плазмохимический порошок железа металлического и фармакопейный порошок Ferrum reductum (патенты РФ №№ 2246280, 2411012, 2430701).

Технология введения магнитных наполнителей в мазевые основы определяется, прежде всего, их свойствами. В настоящей работе в сравнительном аспекте изучена растворимость в воде и минеральных кислотах плазмохимического порошка железа металлического (наполнитель 1) и порошка Ferrum reductum (наполнитель 2).

Растворимость обоих наполнителей в воде оценивали согласно методике [1]. Навески порошков массой ~0,1 г помещали в термостойкую плоскодонную колбу, добавляли ~ 1 л дистиллированной воды, встряхивали в течение 10 минут при  $(20 \pm 2)^{\circ}\text{C}$ . Через определенные промежутки времени брали пробы надосадочной жидкости, удерживая магнитную фазу на дне постоянным магнитом. После отбора пробы суспензию вновь встряхивали. Отобранные пробы надосадочной жид-

кости контролировали на присутствие в них ионов железа(II) и железа(III) реакцией с  $K_3[Fe(CN)_6]$  и  $K_4[Fe(CN)_6]$  соответственно.

В случае порошка Ferrum reductum (наполнитель 2) ионы железа в надосадочной жидкости обнаруживались практически через 10 -15 минут после контакта с водой, в то время как плазмохимический порошок железа металлического (наполнитель 1) оказался практически нерастворимым в воде. Ионы железа в надосадочной жидкости были обнаружены в следовых количествах лишь после 15-ти часового контакта наполнителя 1 с водой. Это можно объяснить по аналогии с [2] наличием защитной оксидной пленки на поверхности порошинок железа металлического, полученных плазмохимическим методом.

При изучении растворимости рассматриваемых магнитных наполнителей в минеральных кислотах навески порошков (~0,7 г) помещали в термостойкую плоскодонную колбу, добавляли примерно 40–50 мл соответствующего растворителя. Колбу закрывали маленькой воронкой. После окончания бурного выделения водорода смесь в колбе нагревали на песчаной бане около часа. Наполнитель 2 (Ferrum reductum) полностью растворился в растворе разбавленной серной кислоты. Добиться полного растворения наполнителя 1 в растворе разбавленной серной кислоты не удалось. Были апробированы в качестве растворителя для наполнителя 1 также раствор серной кислоты (1:5), раствор хлороводородной кислоты (1:4), раствор концентрированной HCl и раствор смеси кислот (HCl (1:4) – 40 мл и концентрированной азотной кислоты – 10 мл). Во всех случаях на дне колбы оставался небольшой тонкодисперсный остаток, чувствительный к действию внешнего магнита.

Массовую долю нерастворимого остатка в плазмохимическом порошке железа металлического оценивали, используя гравиметрическую методику по ГОСТ 16412-91 «Порошок железный» и ГОСТ 30550 – 98 (ИСО 4496 -78) «Порошки металлические». Было установлено, что массовая доля нерастворимого остатка не превышает 1,4%.

Для выяснения валентного и фазового состояния железа в нерастворимом остатке использовали рентгенофазовый анализ, мёссбауэровскую и рентгенолюминесцентную спектроскопию.

Рентгеновские спектры снимали на приборе STOE (Германия). В спектре нерастворимого остатка из кристаллических фаз обнаружены линии  $\alpha$ -железа. При малых углах отражения обнаружен существенный фон аморфных фаз. Среди них – высокий процент совпадения с углеродными наноструктурами.

Рентгенолюминесцентный анализ нерастворимого остатка проводили на приборе «Спектроскан МАКС». На уровне шумов в нерастворимом остатке обнаружены кобальт и марганец.

В мёссбауэровских спектрах нерастворимого остатка зафиксированы три различные фазы железа. На долю  $\alpha$ -железа в нерастворимом остатке приходится  $(33,18 \pm 0,63)\%$ .

Совокупность полученных данных говорит в пользу весьма сложного состава нерастворимого остатка. Можно уверенно говорить лишь о присутствии в составе нерастворимого остатка  $\alpha$ -железа и значительной доли аморфных фаз. Других тяжелых металлов в составе нерастворимого остатка практически не обнаружено.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Государственная фармакопея. XI издание - М.: Медицина, 1987. - В.1. - С.175 – 176.
2. Коваленко Л.В., Фолманис Г.Э. Биологически активные нанопорошки железа. – М.: Наука, 2006. - 124 с.

**ПРИМЕНЕНИЕ  
НАНОДИСПЕРСНЫХ  
МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ  
В ТЕХНИКЕ**

## STATIC CHARACTERISTICS OF ELECTROMAGNETIC ACTUATORS WORKING WITH FERROFLUID

**Ulrych Bohuš, Doležel Ivo**

University of West Bohemia, Faculty of Electrical Engineering,

Univerzitní No. 8, 306 14 Plzeň, Czech Republic,

E-mail: {ulrych, idolezel}@kte.zcu.cz



Assoc. Prof., (1937) works in the Department of Theory of Electrical Engineering at the Faculty of Electrical Engineering of the University of West Bohemia in Pilsen, Czech Republic in Pilsen. His professional interests are aimed at modern numerical methods for solution of physical fields. He is an author or co-author of about 250 papers, several books and textbooks, and a lot of user's SW for calculation of electromagnetic fields and coupled problems



Prof., (1949) works with the University of West Bohemia in Pilsen, with the Czech Technical University in Prague, and with the Academy of Sciences of the Czech Republic (Institute of Thermomechanics) in Prague. His interests are aimed mainly at mathematical and computer modeling of electromagnetic fields and coupled problems in heavy current and power applications. He is an author or co-author of two monographs (USA), about 400 research papers and several large codes.

### Introduction

Nowadays, ferrofluidic liquids belong to prospective operation media in numerous industrial and laboratory applications. They are (see, for example, [1–3]) usually formed as colloidal solutions of very fine ferromagnetic particles in sufficiently viscous liquids. A higher viscosity of these liquids ensures their relatively good spatial and temporal homogeneity. Some of their physical parameters (permeability and viscosity) then strongly depend on external magnetic field.

One of prospective technical applications working with them are classical electromagnetic actuators [4–5] whose working space is filled with such ferrofluids. Their total magnetic resistance is lower and the required magnetic flux density may be achieved with lower field current. Therefore, their operation regimes exhibit better parameters than similar devices with air, which is also demonstrated in the presented paper.

### Formulation of the problem

The principal arrangement of two starting types of the electromagnetic actuator with ferrofluid is depicted in Fig. 1. The basic elements of each actuator are a ferromagnetic cylindrical plunger **2** inserted into a fer-



romagnetic shell **3** and a direct current carrying field coil **1** with insulation **5**. The working space of the device is filled in with a ferrofluid **4** of relative permeability  $\mu_{r,4}$ . This fluid, when the plunger **2** is pulled into the coil **1** (the volume of space **4** varies), flows through to the channels in the shell to the tank **6**. Above the level of ferrofluid the tank contains a suitable gas under pressure that ensures the reverse flow of ferrofluid to the working space of the actuator. The lowest position of the plunger **2** is on the nonferromagnetic spacer **7**.

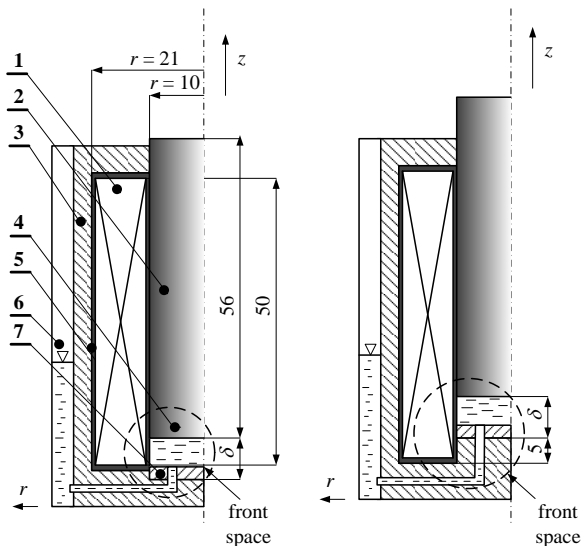


Fig. 1. Arrangement of the considered actuators (all dimensions in mm).  
**1**–field coil, **2**–ferromagnetic plunger, **3**–ferromagnetic shell, **4**–ferrofluid, **5**–insulation,  
**6**–tank with ferrofluid, **7**–nonmagnetic spacer.  
 Left – type 1 ( $\delta = 4$  mm), right – type 2 ( $\delta = 4$  mm)

### Mathematical model

Magnetic field in the system can be described by the equation [6]

$$\text{curl} \left( \frac{1}{\mu} \text{curl} \mathbf{A} \right) = \mathbf{J}_{\text{ext}}, \quad (1)$$

where  $\mathbf{A}$  – denotes the magnetic vector potential;  $\mu$  is the magnetic permeability;  $\mathbf{J}_{\text{ext}}$  stands for the value of density of the field current  $I_{\text{ext}}$ . As the device can be considered almost axi-symmetric, both vectors  $\mathbf{A}$  and  $\mathbf{J}_{\text{ext}}$  have only one nonzero component in the tangential direction.

At any position of the plunger **2** the axial component  $F_{mz,2}$  of the magnetic force  $F_{m,2}$  acting on it is given by the formula [6]

$$F_{mz,2} = - \frac{\delta W_{m,tot}}{\delta z}, \quad (2)$$

where the magnetic energy  $W_{m,tot}$  accumulated in the volume  $V_{tot}$  of the actuator (possibly even in the surrounding air) is given by the integral

$$W_{m,tot} = \int_{V_{tot}} \left( \int_0^B H dB \right) dV. \quad (3)$$

Here,  $B$  and  $H$  denote the modules of the corresponding field vectors.

### Numerical solution and discussion of results

The numerical solution of the mathematical model described in the previous section was carried out by the FEM-based code QuickField 5.0 [7]. We respected nonlinear permeability of carbon steels 11 370 and 12 040 [8] used for the plunger **2** and shell **3** (see Fig. 2) while (due to the lack of reliable data) the permeability  $\mu_{r,4}$  of ferrofluids was considered constant. Other parameters follow: the coil wound by a copper conductor of circular cross section and diameter  $D_c = 1$  mm has  $N = 500$  turns, the coefficient of filling being  $\kappa = 0.785$ .

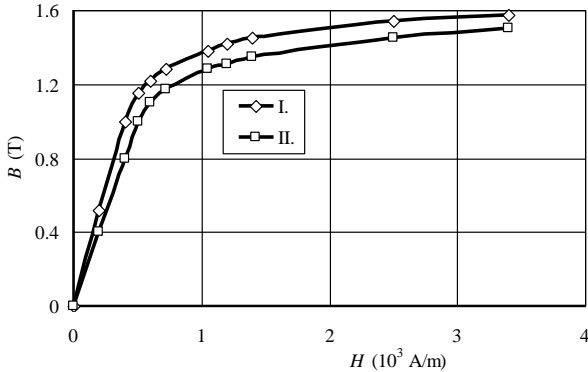


Fig. 2. Nonlinear characteristics of the used steels 12 040 (I) and 11 370 (II).

At this moment no specific ferroliquid is considered. For the evaluation of the parameters of the actuator we just consider hypothetical linear ferroliquids with different (but constant) magnetic permeabilities  $\mu_{r,4}$ .

Carefully was checked the convergence of the results. The discretization mesh was refined as long as we obtained accuracy reaching three valid digits. In the same way, we tested the position of the artificial boundary of the definition area. An illustration is given in Tab. 1 containing the results for steel 120 40 and various permeabilities of the ferroliquid.

Tab. 1. Convergence of the results - magnetic force  $F_{mz,2}$  (N) acting on the plunger for various permeabilities of ferroliquid ( $J_{ext} = 10^6$  A/m<sup>2</sup>, steel 12 040).

number of nodes of the mesh	$\mu_{r,4} = 1$	$\mu_{r,4} = 2$	$\mu_{r,4} = 6$
$4 \times 10^3$	11.91	18.53	26.24
$16 \times 10^3$	12.47	18.98	26.47
$47 \times 10^3$	12.70	18.96	26.29
$187 \times 10^3$	12.70	18.74	25.99

Although the number of results is high, due to the limited extent of the paper we can present only several of them. In the next paragraphs we will show the most important factors affecting the static characteristic of the device.

### The influence of the arrangement and permeability $\mu_{r,4}$

This influence can be seen from Fig. 3 (its left part corresponds to the left arrangement in Fig. 1, the right part to the right arrangement).

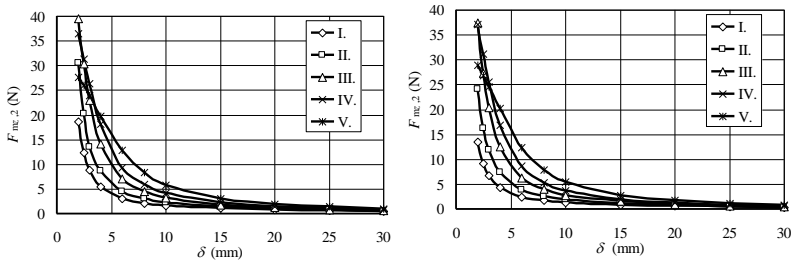


Fig. 3. Static characteristics of the device. Left part – corresponds to the left arrangement in Fig. 1. Right part – corresponds to the right arrangement in Fig. 1 ( $J_{ext} = 10^6$  A/m<sup>2</sup>, steel 12 040). I-  $\mu_{r,4} = 1$ , II-  $\mu_{r,4} = 2$ , III-  $\mu_{r,4} = 4$ , IV-  $\mu_{r,4} = 6$ , V-  $\mu_{r,4} = 10$ .

Both figures indicate the following facts:

- Any arrangement of the actuator filled in with ferroliquid of permeability  $2 \leq \mu_{r,4} \leq 10$  generates a better static characteristic (higher force  $F_{mz,2}(\delta, \mu_{r,4})$ ) than the same actuator filled in with air.
- The actuator in the left part of Fig. 1 generates slightly steeper characteristics than that in its right part because at the end position of the plunger **2** ( $\delta = 2 \text{ mm}$ ) the corresponding forces are in this case somewhat higher. Nevertheless, for  $\delta > 5 \text{ mm}$  the forces in both arrangements are quite comparable.
- Obviously, for both types of the actuator there exist an optimal ferroliquid (or, more accurately, its relative permeability  $\mu_{r,4}$ ), from the viewpoint of the magnetic force  $F_{mz,2}$  at the end position (compare, for example, graphs for  $\mu_{r,4} = 2, 4$  and  $6$  in the left part of Fig. 3).

### *The influence of the field current density $J_{\text{ext}}$*

This influence is obvious from Fig. 4.

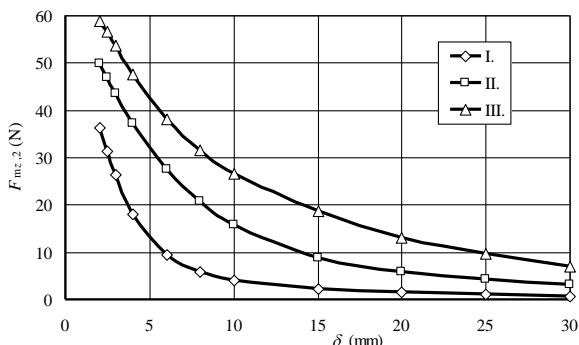


Fig. 4. Static characteristics of the device for various field current densities  $J_{\text{ext}}$  (steel 12 040).

$$\text{I- } J_{\text{ext}} = 1 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2, \text{ II- } J_{\text{ext}} = 2 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2, \text{ III- } J_{\text{ext}} = 3 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2.$$

It is clear that forces acting on the plunger **2** are higher with growing value  $J_{\text{ext}}$ . Nevertheless, the rate of growth slows down due to nonlinear magnetization characteristics of the plunger **2** and shell **3** of the actuator.

### *The influence of the used steel*

This influence follows from Fig. 5. It is clear that the static characteristic is practically independent of the used steel material (both plunger **2** and

shell 3 are usually made of carbon steels of classes 11 or 12 and their magnetization characteristics are very similar, see Fig. 2).

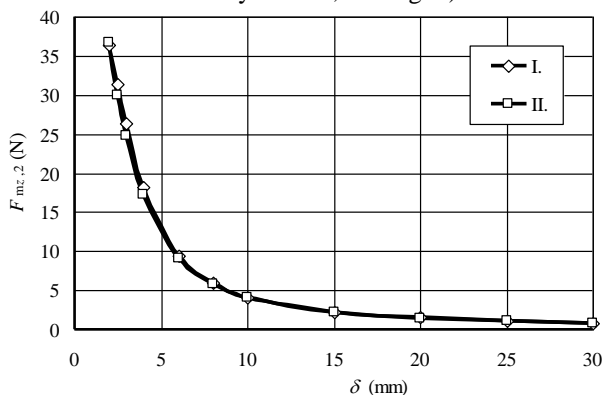


Fig. 5. Static characteristics of the device for various ferromagnetic materials ( $J_{ext} = 1 \cdot 10^6$  A/m<sup>2</sup>). I–steel 11 373, II–steel 12 040.

### Conclusion

It can be concluded that utilization of ferrofluids in electromagnetic actuators affects qualitatively and quantitatively their static characteristics. The future work will be aimed at the evaluation of the influence of permeability and viscosity of ferrofluids on the dynamic characteristics of such devices. All results obtained from the numerical analysis, however, should be validated by experiments.

### Acknowledgment

This work was financially supported by the project P102/11/0498 (Grant Agency of the Czech Republic).

### References

- [1] Казаков Ю.Б., Морозов Н.А., Перминов С.М.: Герметизаторы на основе нанодисперсных магнитных жидкостей и их моделирование. Монографии ИГЭУ, Иваново 2010.
- [2] Odenbach, S.: Ferrofluids - Magnetically Controlled Suspensions, Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects, 2003, pp. 171–178.
- [3] Raj, K., Moskowitz, R.: Commercial Applications of Ferrofluids. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 1990, pp. 233–245.
- [4] Janocha, H.: Actuators, Basics & Applications. Springer, New York, 2004.
- [5] Brauer, J. R.: Magnetic Actuators and Sensors, Wiley, New York, 2006.
- [6] Kuczmann, M., Ivanyi, A.: The Finite Element Method in Magnetism. Akademiai Kiado, Budapest, 2008.
- [7] www.quickfield.com.
- [8] Factory Standard ŠKODA 00 6004.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИДРОМЕХАНИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ВРАЩАТЕЛЕ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО РАСПЛАВА

**Сарапулов Ф.Н., Идиятулин А.А.**

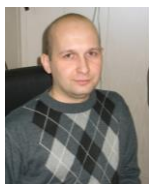
Уральский федеральный университет имени первого Президента  
России Б.Н. Ельцина.

620002, г. Екатеринбург, ул. Мира, 19. Факс: (343) 3759514;

e-mail: sarapulovfn@yandex.ru



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.



Идиятулин Алексей Александрович, доцент кафедры ЭЭС УрФУ. Окончил УГТУ-УПИ в 2007 году. В 2010 году защитил кандидатскую диссертацию на тему «Разработка индукционного вращателя жидкометаллической загрузки плавильного агрегата и исследование его электромагнитных и гидродинамических характеристик». Имеет более 20 публикаций в сборниках и журналах, в том числе 4 публикации в журналах, рекомендованных ВАК.

Рассматривается модель торцевого индукционного электромагнитного вращателя металлического расплава (ЭМВ) (рис. 1).

Для исследования гидромеханических процессов в жидкометаллическом роторе ЭМВ предлагается его упрощенная математическая модель в электродинамическом приближении [1,2]. Вводится допущение: жидкометаллический цилиндр ротора с горизонтальными торцевыми поверхностями заменяется набором твердых вращающихся колец, усилия трения между которыми определяются коэффициентом турбулентной вязкости [3].

Вращающие усилия колец

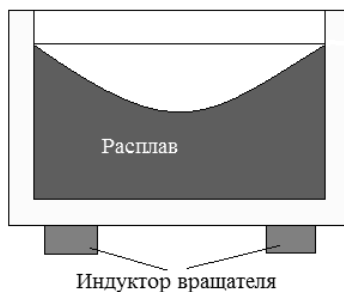


Рис. 1. Конструкция торцевого ЭМВ

рассчитываются методом детализированных магнитных схем замещения (ДМСЗ) [4] для случая неподвижного ротора, поскольку индукционный ЭМВ работает в области повышенных скольжений. По результатам полученного поля скоростей металла для продольного сечения тигля рассчитывается конфигурация лунки и корректируется поле вращающих усилий (с учетом того, что некоторые кольцевые слои металла «выпадают» из зоны силового воздействия вследствие образования лунки). При необходимости электромагнитный расчет повторяется.

**Гидромеханический расчет.** Полученное в электромагнитном расчете поле вращающих усилий в поперечном сечении жидкометаллического ротора является основой для выполнения гидромеханического расчета.

Решается двумерная гидродинамическая задача в соответствии с [2]. При численном решении этой задачи в пакете MathCAD (с помощью встроенной функции решения уравнений в частных производных путем приведения их к уравнению Пуассона) сложность заключается в задании граничных условий на поверхности расплава и задание формы этой поверхности. В пакете предполагается, что а) область моделирования имеет прямоугольную форму, б) задаются нулевые скорости на всех границах области моделирования. В результате оказывается, что нулевыми являются скорости не только на боковой стенке, днище и оси тигля (что справедливо), но и на поверхности расплава (что некорректно).

Ниже предлагается следующий путь приближенного решения задачи с использованием пакета MathCAD. На первом этапе считаем, что продольное сечение расплава в тигле не изменяет своей прямоугольной формы. Форма поверхности лунки определяется на следующем этапе по рассчитанным скоростям вращения расплава.

В двумерной гидродинамической задаче приняты допущения:

1) над верхней поверхностью расплава размещается зеркальное отображение тигля и индуктора. В этом случае скорости в крайних клетках по оси, двум днищам (одно реальное, второе отображенное) и стенке тигля задаются нулевыми (граничные условия в пакете MathCAD);

2) количество клеток в продольном сечении «двойного» тигля принимается  $20 \cdot 20$ , при этом высота клетки вдвое больше ширины;

3) усилия в клетках (кольцах) крайних слоев у стенки тигля и у каждого днища принимаются нулевыми, эти слои с нулевыми скоростями и усилиями исключаются из области решения, поскольку принятые шаги разбиения области моделирования намного превышают толщину неподвижного слоя жидкости у реальной стенки.

В рассматриваемом ниже примере принято, что на продольное сечение металла в «двойном» тигле наложена конечно-разностная сетка с 20 участками по координатам. Размеры каждой прямоугольной ячейки составляют  $d = 0.05$  м по радиусу и  $\beta d = 0.1$  м по оси тигля. С учетом электродинамического приближения мы имеем электромеханическую систему, состоящую из двух торцевых индукторов (реального и отраженного) и 400 массивных колец – роторов, вращающихся с различными скоростями. Принимаем, что на кольцо действует только вращающее усилие. Каждое кольцо связано силой трения с четырьмя соседними. Слои, прилегающие к боковой стенке, к каждому днису и к оси тигля, неподвижны. Производная скорости на поверхности металла равняется нулю.

Уравнение Рейнольдса для жидкометаллического цилиндра записывается в виде [3]

$$F_{ud} = - \left( \frac{\partial}{\partial r} \left( g \frac{\partial V}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \cdot g \cdot \frac{\partial V}{\partial r} - g \cdot \frac{V}{r^2} + \frac{\partial}{\partial z} \left( g \frac{\partial V}{\partial z} \right) \right), \quad (2)$$

где  $g$  – турбулентная вязкость [3];  $F_{ud}$  – удельное вращающее усилие;  $V$  – линейная скорость вращения.

После перехода к конечным разностям получаем

$$a_{x,y} V_{x-1,y} + b_{x,y} V_{x+1,y} + c_{x,y} V_{x,y+1} + d_{x,y} V_{x,y-1} + e_{x,y} V_{x,y} = Fe_{x,y}. \quad (3)$$

Система конечно-разностных уравнений Пуассона (3) решается в пакете MathCAD с использованием функции

$$s = relax(a, b, c, d, e, Fe, V, rjac),$$

где  $s$  – массив рассчитанных скоростей в узлах конечно-разностной сетки, наложенной на продольное сечение металла в тигле (в нашем случае линейных скоростей четырехсот колец-роторов);  $V$  – массив начальных значений скоростей, включая граничные условия задачи,

$$Fe_{x,y} = \frac{F_{x,y} \cdot d}{\beta \cdot d \cdot 2 \cdot \pi \cdot r_{x,y} \cdot g_{x,y}}; F_{x,y} - \text{усилие, вращающее кольцо, определя-$$

ется в электромагнитном расчете;  $g_{x,y} = g_0 \left( 1 + \frac{V_{x,y}}{V_{kp}} \right)$  – турбулентная вяз-

кость в узле  $x,y$ ;  $V_{kp} = 0.0002$  м/с – критическая скорость перехода от ламинарного течения к турбулентному (для жидкой стали),

$g_0$  – вязкость, не зависящая от скорости [6],

$$a_{x,y} = \left( 1 + \frac{d}{2r_{x,y}} \right) + \frac{(g_{x+1,y} - g_{x-1,y})}{4g_{x,y}}, \quad b_{x,y} = \left( 1 - \frac{d}{2r_{x,y}} \right) - \frac{(g_{x+1,y} - g_{x-1,y})}{4g_{x,y}},$$



$$c_{x,y} = \frac{1}{\beta^2} + \frac{(g_{x,y+1} - g_{x,y-1})}{4\beta^2 \cdot g_{x,y}}, \quad d_{x,y} = \frac{1}{\beta^2} - \frac{(g_{x,y+1} - g_{x,y-1})}{4\beta^2 \cdot g_{x,y}},$$

$$e_{x,y} = - \left[ \frac{2}{\beta^2} + 2 + \frac{d^2}{r_{x,y}^2} \right],$$

$rjac$  – параметр вычислительных процедур.

Решение системы уравнений (3) отыскивается методом последовательных приближений, пока не будут минимизированы до заданных значений разности скоростей в узлах на предыдущей и последующей итерациях.

Для упрощения расчета можно принять, что в окрестностях узла вязкость изменяется незначительно. Тогда в коэффициентах  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$  исчезают разности вязкостей (модель 2). Если принять, что во всей области вязкости одинаковы и равны вязкости в узле с наибольшей скоростью (модель 3), то выражения для коэффициентов дополнительно упрощаются. Различие в значениях скорости, полученных с помощью указанных моделей может достигать 30% (например, 3,75–3,11–2,74 м/с по моделям 1, 2, 3 для одного из вариантов ЭМВ).

**Расчет очертаний лунки.** На основании рассчитанного поля скоростей вращения определяются давления от центробежных сил, действующие на каждый кольцевой столб расплава. Давление от центробежных сил поднимает столб на такую высоту, чтобы давление силы тяжести поднятой над уровнем жидкости части столба уравновешивало давление от центробежных сил.

Давление от центробежной силы кольца в точке у радиуса  $r$

$$p_y = \sigma \int_0^r \frac{V_y^2}{r_y} dr,$$

где  $\sigma$  – плотность металла;  $p_y$  – давление в кольце у;  $V_y$  – скорость кольца у;  $r_y$  – радиус кольца у.

Рассчитываем высоту подъема столба из  $m$  колец в точке у радиуса от давления в этих кольцах

$$h_y = \frac{1}{9.81} \sum_{n=1}^y V_{ckn} \frac{d}{\left(r^{T(l)}\right)_n}, \quad (4)$$

где  $V_{cky} = \frac{1}{m} \cdot \sum_{x=1}^m \left[ V^{T(y)} \right]_x^2$  средний квадрат скоростей всех  $m$  вращающихся колец, находящихся в точке у радиуса тигля;  $d$  – шаг разбиения по радиусу  $r$ .

**Результаты исследования.** Был исследован вариант торцевого

ЭМВ со следующими параметрами: радиус тигля с металлом 1 м, высота металла в тигле 1 м, металл – жидкая сталь, ширина индуктора 0,4 м, средняя длина 5 м, число полюсов 2, плотность тока  $4,4 \text{ А/мм}^2$ , частота 5 Гц, линейная плотность тока 188,6 кА/м, немагнитный зазор между индуктором и металлом 0,3 м, суммарное усилие на металл 10 кН.

На рис. 6 приведены очертания лунки, рассчитанные предложенным методом, а также форма свободной поверхности и цветовая гамма скоростей расплава, полученные согласно [6] методом конечных элементов с помощью пакета COMSOL Multiphysics. Можно отметить, что результаты расчетов близки друг к другу. Это свидетельствует о возможности использования методик при проектировании и исследовании ЭМВ расплавов.

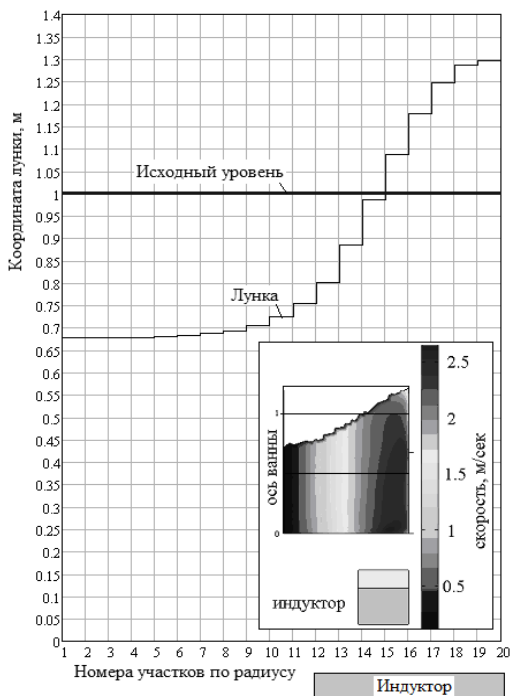


Рис. 6. Конфигурация лунки (в окне – результаты расчета согласно [6])

Следует сказать, что усложнение моделей с целью повышения точности расчетов не всегда оправдано, поскольку многое зависит от задания исходных данных.

В то же время значения вязкости жидкой стали, приведенные раз-

ными авторами в [5], отличаются в границах  $(4.8...8.0) \cdot 10^{-3} \text{ Н} \cdot \text{с}/\text{м}^2$ . Это может привести к изменению рассчитанной максимальной скорости вращения расплава на 20 %. С другой стороны, если расчет по [6] с использованием универсального пакета COMSOL Multiphysics занимает около 1.5 часов, то предлагаемая модель в пакете MathCAD требует для расчета статического режима менее минуты.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Влияние магнитогидродинамических свойств жидкометаллического ротора на характеристики индукционной электрической машины / Р.М. Христинич, В.Н. Тимофеев, М.В. Первухин. IV<sup>th</sup> International Conference on Unconventional Electromechanical and Electrical Systems. St. Petersburg Russia, June 21-24, 1999. С. 857–862.
2. Математическая модель электромагнитного вращателя металлического расплава / С.Ф. Сарапулов, А.Г. Щенев. В 38 Вестник УГТУ-УПИ. Электромеханические и электромагнитные преобразователи энергии и управляемые электромеханические системы: Сборник статей. Ч2. Екатеринбург: ГОУ ВПО УГТУ-УПИ, 2003. № 5 (25). С. 193–196.
3. Методы конечных элементов и конечных разностей в электромеханике и электротехнологии / О.Ю. Сидоров, Ф.Н. Сарапулов, С.Ф. Сарапулов. – М.: Энергоатомиздат, 2010. – 331 с.
4. Математические модели линейных индукционных машин на основе схем замещения: учебное пособие / Ф.Н. Сарапулов, С.Ф. Сарапулов, П. Шымчак. 2-е издание, перераб. и дополн. Екатеринбург: ГОУ ВПО УГТУ-УПИ, 2005. 431 с.
5. Транспортные свойства металлических и шлаковых расплавов: Справочник / под ред. Н.А. Ватолина, М.: Metallurgia, 1995, 649 с.
6. Формирование гидродинамических процессов в расплаве плавильного агрегата / В.А. Дмитриевский, А.А. Идиятулин, Ф.Н. Сарапулов // 14-я Международная Плеская научная конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям: Сборник научных трудов. Иваново. 2010. С. 206–211.

## МАГНИТОЖИДКОСТНЫЕ ГЕРМЕТИЗАТОРЫ ПОДШИПНИКОВЫХ УЗЛОВ ЦЕНТРОБЕЖНЫХ НАСОСОВ

**Радионов А.В., Виноградов Н., Казакуца А.В.**

ООО «Научно-производственное внедренческое предприятие

«Феррогидродинамика»

54030, Украина, г. Николаев, ул. Большая Морская, 45/5

факс 38(0512) 37-44-65,

e-mail: radionov@fhd.nikolaev.ua



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 185 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 88 публикаций, в том числе 34 статьи и 14 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 15 публикаций, 7 патентов. В настоящее время работает ведущим конструктором в НПВП «Феррогидродинамика».

В данной статье рассматриваются МЖГ, разработанные и изготовленные ООО «НПВП «Феррогидродинамика» и предназначенные для защиты подшипниковых узлов водяных центробежных насосов типа Д, ЦН, СЭ с двухсторонним расположением подшипниковых узлов. Такие насосы являются широко распространенными и применяются в различных отраслях промышленности, коммунальном хозяйстве, теплоэнергетике.

Общим для этих насосов является следующее – рабочее колесо насоса размещено посередине вала, который установлен в двух подшипниковых узлах. В качестве уплотнений вала, расположенных по обе стороны рабочего колеса, как правило, используются сальниковые

уплотнения различных конструкций с плетеной сальниковой набивкой, которые герметичными не являются и должны пропускать воду по валу для охлаждения и смазки сальника. При износе сальника количество пропускаемой воды увеличивается и она по валу попадает к подшипниковым узлам. Остановить насос для обслуживания не всегда представляется возможным, особенно в летнее время, когда потребность в воде высока, а резервирование мощности насосов, имеющих на предприятии, минимально.

Уплотнения подшипниковых узлов насосов обычно простейшей конструкции и не обеспечивают надежной защиты - вода попадает в подшипниковый узел, вызывает разрушение смазки, коррозию подшипников, что может привести (и приводит) к разрушению подшипников и внеплановой остановке насоса (т.е. аварии).

Как правило, конструктивно подшипниковые узлы таких насосов выполнены съёмными, что позволяет проводить ремонтные работы без общей разборки насоса. В качестве подшипников используются подшипники качения с пластичной или жидкой смазкой, на крупных насосах – подшипники скольжения с жидкой смазкой. Уплотнения подшипниковых узлов могут быть как съёмными, в виде крышек, так и несъёмными, в виде элементов корпуса подшипникового узла. Сам корпус узла часто выполняется разъёмным в осевой плоскости.

«Феррогидродинамикой» накоплен большой опыт разработки и изготовления МЖГ подшипниковых узлов выносных подшипниковых стоек крупных электрических машин. Он был использован для создания надежной герметизации подшипниковых узлов насосов.

Требования, предъявляемые к таким МЖГ, следующие: МЖГ должны предотвращать попадание влаги и загрязнений внутрь подшипникового узла и выбрасывание смазки из подшипникового узла наружу.

При создании МЖГ учитываются особенности конкретного подшипникового узла – так, в случае, если конкретное штатное уплотнение выполнено в виде отдельной крышки, герметизатор выполняется в ее габаритах, в случае разъёмного уплотнения – разъёмным, если уплотнение выполнено заодно с корпусом – штатное уплотнение срезается и МЖГ устанавливается на его место. В случае смазки узла жидким маслом с внутренней стороны МЖГ устанавливается развитый маслоотбойник, препятствующий контакту масла с МЖ. Предусматривается дозаправка МЖГ магнитной жидкостью во время эксплуатации.

В качестве примера приведены конструкции МЖГ, установленные за несколько лет на различных насосах на нефтеперерабатывающем заводе ОАО «Линос» (г. Лисичанск, Украина).

На рис. 1 показаны штатное уплотнение и герметизатор насоса Д4000-95. Диаметр вала насоса 140 мм, диаметр фланца МЖГ 300 мм. МЖГ, как и штатные уплотнения, изготовлены неразъёмными.

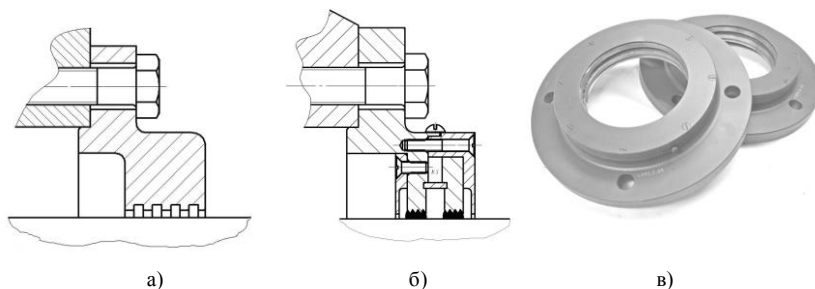


Рис. 1. МЖГ насоса Д4000-95:

а) штатное уплотнение, б) продольный разрез МЖГ, в) готовые МЖГ

На рис. 2 показаны штатное уплотнение и герметизатор насоса Д3200-75. Диаметр вала насоса 150 мм, диаметр фланца МЖГ 240 мм. В данном случае МЖГ, как и штатные уплотнения, выполнены разъёмными.

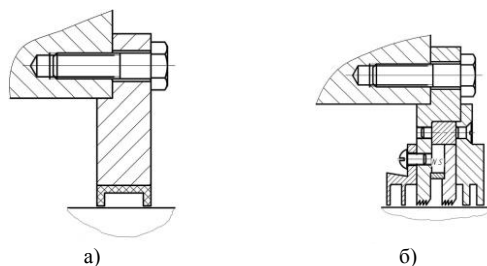


Рис. 2. МЖГ насоса Д3200-75:

а) штатное уплотнение, б) продольный разрез МЖГ

Насосы типа Д работают в насосных цеха оборотного водоснабжения и служат для подачи оборотной воды.

На рис. 3 показаны общий вид насоса ЦН1000-180 и конструкции его подшипниковых узлов.

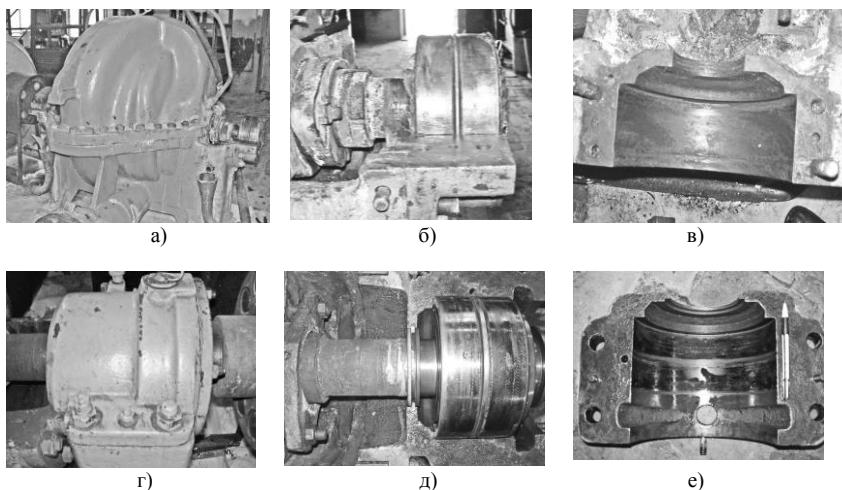


Рис. 3. Насос ЦН1000-180: а) – общий вид; б), в) – конструкция подшипникового узла с пластичной смазкой; г), д), е) – конструкция подшипникового узла с жидкой смазкой

Насосы ЦН1000-180 установлены в насосной первого подъёма, расположенной на расстоянии около 30 км от основной территории завода, и обеспечивают ОАО «Линос» водой из р. Северский Донец. В эксплуатации находятся две разновидности насоса – как с подшипниковыми узлами, в которых используется пластичная смазка, так и узлами, в которых используется жидкая смазка. Конструктивно подшипниковые узлы и штатные уплотнения различны. По наличию обильной коррозии на фото можно сделать вывод о неудовлетворительной работе штатных уплотнений.

Для этого насоса пришлось разрабатывать и изготавливать две конструкции МЖГ, для узла с пластичной и для узла с жидкой смазкой, которые показаны на рис. 4. Обе конструкции МЖГ выполнены разъёмными в осевой плоскости.

Для возможности установки МЖГ подшипниковые узлы были доработаны – были срезаны элементы штатных уплотнений и точно обработаны посадочные поверхности. Доработанные подшипниковые узлы устанавливались на свои места на насосы, на подготовленные посадочные поверхности монтировались МЖГ. После проверки рабочего зазора между полусными наконечниками МЖГ и валом из корпусов МЖГ были извлечены стяжные болты, соединяющие половинки МЖГ, что дало возможность снимать верхнюю половину корпуса подшипникового узла вместе с прикрепленной половинкой МЖГ.

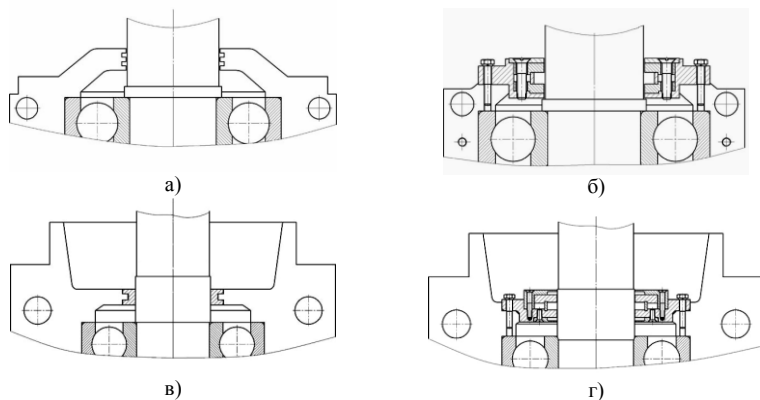


Рис. 4. МЖГ насоса ЦН1000-180: а) – штатное уплотнение, пластичная смазка; б) – МЖГ, пластичная смазка; в) – штатное уплотнение, жидкая смазка; г) – МЖГ, жидкая смазка

Также была разработана рабочая и эксплуатационная документация на МЖГ для насосов 6-НДВ-60, АДН 150-100 и 10Д-6-60, установленных в насосной третьей подъёма ОАО «Линос». МЖГ подшипниковых узлов данных насосов показаны на рис. 5.

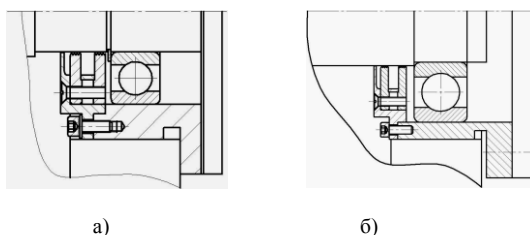


Рис. 5. МЖГ насосов насосной третьей подъёма ОАО «Линос»: а) – насосов 6-НДВ-60, АДН 150-100; б) – насоса 10Д-6-60

МЖГ насосов 6-НДВ-60 и АДН 150-100 различаются диаметром уплотняемого вала. Герметизаторы, как и корпуса подшипниковых узлов, выполнены неразъёмными.

По запросу ТЭЦ-4 (г. Минск, Белоруссия) было подготовлено техническое обоснование и изготовлены магнитожидкостные герметизаторы для одного крупного сетевого насоса типа СЭ 5000-160 с подшипниками скольжения (см. рис. 6) [1]. Корпуса подшипниковых узлов съёмные, избыточного давления в корпусе нет. Частота вращения вала 3000 об/мин. Штатные уплотнения подшипниковых узлов состоят



из двух частей – втулки с гребнем, одеваемой на вал, и неподвижного кольца с пазами, устанавливаемого в кольцевую проточку корпуса подшипникового узла. В отличие от предыдущих насосов, основной задачей уплотнений является предотвращение выбрасывания масла из подшипникового узла, т.к. штатные уплотнения работают недостаточно эффективно.

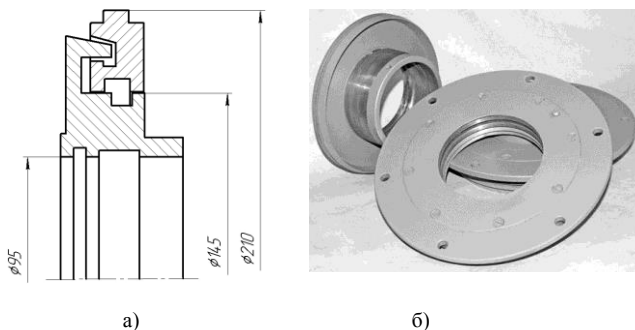


Рис. 6. МЖГ насоса СЭ 5000-160: а) штатное уплотнение; б) готовые МЖГ

В данных МЖГ уплотнение происходит по наружной цилиндрической поверхности видоизмененной втулки с гребнем. Перед магнитопроводами с внутренней стороны предусмотрено двухкамерное предварительное уплотнение. Канал для дозаправки герметизатора магнитной жидкостью на наружном торце МЖГ заглушен винтом М5.

В заключение необходимо отметить очередное подтверждение тенденции, что промышленность заказывает магнитожидкостные герметизаторы на дорогостоящее либо ответственное оборудование и только в том случае, когда нужно обеспечить абсолютную герметичность. Это та ниша, в которой МЖГ конкурентоспособны и превосходят традиционные системы уплотнений по основному критерию, принятому в производстве: соотношению цена/качество.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Радионов А.В., Виноградов А.Н. Комбинированные магнитожидкостные герметизаторы – эффективная альтернатива бесконтактным уплотнениям подшипниковых узлов с жидкой смазкой // Збагачення корисних копалин: Наук-техн. Зб. – 2008. – Вип. 33 (76). – С.148-154.

## ОСОБЕННОСТИ РАЗДЕЛЕНИЯ ЖИДКИХ И ГАЗООБРАЗНЫХ НЕОДНОРОДНЫХ СИСТЕМ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

**Федоров О.Л., Скроботова Т.В.**

Ставропольский краевой институт развития образования  
повышения квалификации и переподготовки работников  
образования (СКИРО ПК и ПРО),  
355017, г. Ставрополь, ул.Ломоносова 3,  
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 магнитожидкостных уплотнений для герметизации жидких сред». Имеет 70 научных публикаций, в том числе 5 патентов РФ, 3 монографии. В настоящее время является научным консультантом ГУП «Управляющая инновационная и инвестиционная компания ставропольского края». Область научных интересов – фильтрация жидких и газообразных сред с помощью магнито-управляемых 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 147 научных публикаций, в том числе 3 авторских свидетельства, 3 патента, 2 монографии. Область научных интересов – физика магнитных жидкостей. В настоящее время является доцентом кафедры математических и естественнонаучных дисциплин СКИРО ПК и ПРО.

В данной работе рассматриваются особенности процессов разделения газообразных и жидких неоднородных систем (НС) с использованием магнитных жидкостей (МЖ), которые могут иметь перспективу применения в различных областях техники: тонкой очистки топлив и масел, разделении биологических систем, разделении тонких взвесей и т. д., но которые изучены на данный момент еще недостаточно. Рассмотрим следующий способ разделения (его можно отнести к МГС – сепарации).

**НС диспергируется в некотором объеме МЖ, на который наложено внешнее магнитное поле, причем степень диспергирования (эмульгирования – если это жидкая фаза или барботирования**

– если это газовая среда) должна быть такой, чтобы эффективный диаметр  $d_{\text{эф}}$  каплей или пузырьков был соизмерим с размерами частиц дисперсной фазы НС

$$d_{\text{эф}} \sim d_{\text{э}}. \quad (1)$$

В этом случае можно ожидать, что число каплей  $N_1$  диспергированной НС, образуемых за единицу времени, внутри которых находятся частицы дисперсной фазы, будет пропорционально ее объемной концентрации

$$N_1 \approx c_1 c N, \quad (2)$$

где:  $N$  – общее число каплей НС, образуемое за единицу времени;  $c$  – объемная концентрация дисперсной фазы;  $c_1$  – некоторый безразмерный эмпирический коэффициент, учитывающий граничные условия и ряд тонких взаимодействий.

Задача разделения двух видов каплей (пузырьков), если внешнее магнитное поле будет неоднородным, в определенной степени аналогична задаче разделения сухих смесей подробно рассмотренной в литературе [8], однако здесь имеется целый ряд существенных **особенностей**. В [2] помещен большой обзор теоретических и экспериментальных работ, в котором показана большая часть этих особенностей, касающихся поведения магнитных каплей в различных магнитных полях, устойчивости их формы, а также пузырьков газа в МЖ. Неоднородность внешнего поля может существенно влиять на диаметр пузырьков, а также на характер образующихся из них структур и их движение, что необходимо учитывать, используя диспергирование НС в МЖ при разделении НС.

Учитывая сказанное можно предложить схему МГС – сепаратора с «перевернутыми» магнитными полюсами (по отношению к [8]), представленную на рис. 1.

Капли 3 диспергированной НС устройством 1 в МЖ будут вести себя как диамагнитные «дырки», перемещаясь в области наименьшего градиента поля. В результате взаимодействия магнитостатической силы, архимедовой, стоксовской и силы тяжести, отклонения от вертикали траекторий каплей, содержащих дисперсные частицы, как более тяжелых, будут меньше чем отклонения более легких каплей, не содержащих дисперсных частиц исходной НС.

В результате очищенная дисперсионная среда будет конденсироваться в области штуцера 5, дисперсная – в области штуцера 6 и выводиться из камеры 4 под действием избыточного давления МЖ.

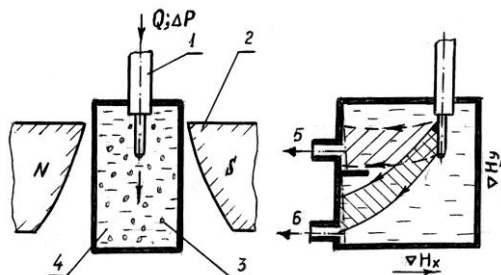


Рис. 1. Схема магнитогидростатического сепаратора для разделения жидких или газообразных НС: 1- устройство для диспергирования; 2 – полюсы магнитной системы; 3 – фракции диспергированной НС; 4 – камера с МЖ; 5,6 - штуцеры для вывода дисперсионной (очищенной) среды и дисперсной фазы соответственно

Расчет магнитного поля и конфигурации полюсов магнитов – аналогичен рассмотренному в [8].

Возможны и другие схемы взаимного расположения векторов магнитной силы, результирующей архимедовой и силы тяжести.

Повышение эффективности разделения НС может обеспечить комбинация МГС – сепаратора описанного принципа с изолированными фильтрующими элементами (ФЭ) цилиндрического типа (рис. 2).

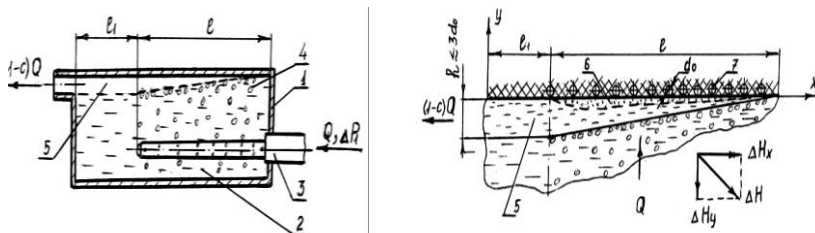


Рис. 2. Комбинация МГС – сепаратора с изолированными ФЭ. (Пояснения в тексте)

Как видно из рис. 2 у повернутого на  $90^0$  МГС – сепаратора (по сравнению с рис.1) на верхней стенке камеры 1, заполненной МЖ 2, размещены изолированные ФЭ 7 цилиндрического типа перпендикулярно плоскости рисунка (круглого сечения диаметром  $d_0$ ), создающие высокоградиентное возмущение поля в локальной зоне шириной  $h \sim 3d_0$ . На верхней стенке камеры имеются две зоны: одна, в которой имеются ФЭ, длиной  $l$ , другая свободная от них длиной  $l_1$ . Камера с МЖ помещена во внешнее неоднородное магнитное поле с градиентами  $\Delta H_x$  и  $\Delta H_y$ .

том  $\nabla H$  (его составляющие  $\nabla H_x, \nabla H_y$  показаны на рис. 2, (магнитная система не показана).

Также как и в предыдущем случае, НС подается через устройство для диспергирования 3 в камеру 1, в которой в результате образуются капельки (пузырьки) 4 диспергированной исходной НС. Можно предположить, что при соответствующем подборе конфигурации внешнего магнитного поля и диаметра  $d_0$  ФЭ, в камере образуется система из трех фаз:

- основная МЖ 2;
- немагнитная дисперсионная фаза исходной НС жидкий «клин» 5;
- слабомагнитная среда (вплоть до диа-парамагнитной) из дисперсных частиц в сочетании с пленкой основной МЖ пограничного слоя 6.

Средняя скорость осаждения или всплывания капель (пузырьков), под действием лишь архимедовой, гравитационной и стоксовской сил

$$v_K = 0,167 d_{\text{эф min}}^2 \Delta \rho g \left( \eta_{\text{ф}} + \eta_{\text{МЖЭ}} \right) \eta_{\text{МЖЭ}}^{-1} \left( 2\eta_{\text{ф}} + 3\eta_{\text{МЖЭ}} \right)^{-1} \quad (3),$$

где:  $\Delta \rho$  – разность плотностей эмульгируемой (НС) и эмульгирующей (МЖ) жидкостей;  $\eta_{\text{ф}}, \eta_{\text{МЖЭ}}$  – динамические вязкости эмульгируемой жидкости (НС) и эффективная динамическая вязкость МЖ;  $d_{\text{эф min}}$  – эффективный минимальный диаметр пузырька, (капли), определяется с использованием данных в работе [1].

Поскольку разность восприимчивостей МЖ и шариков эмульсии НС будет  $\Delta \chi \ll 0$ , то магнитостатическая сила, действующая на сферическую частицу эмульсии в квазистатическом приближении [5] будет инициировать вертикальную среднюю составляющую скорости магнитофоретического переноса капель ( при  $\nabla H_y \approx \text{const}$  )

$$v_{\text{my}} = \frac{9r_{\text{эф}}^2}{2\eta_{\text{МЖЭ}}} \Delta J \nabla H_y \quad (4)$$

Для того, чтобы объем жидкого «клина» дисперсионной фазы 5 НС (рис. 2) оставался постоянным в условиях изотермического процесса, необходим баланс объемных расходов для границ фаз

$$Q = Q_1 + Q_2, \quad (5)$$

здесь:  $Q$  – расход НС через устройство для эмульгирования, т.е. объемный расход НС при разделении (фильтрации);  $Q_1 = Q(1-c)$  – объемный расход дисперсионной фазы НС;  $Q_2 = cQ$  – расход при осаждении на ФЭ дисперсных частиц НС (среда 6).

Перепишем равенство (5) в другом виде

$$Q = c_L S_p (v_{my} + v_k), \quad (6)$$

где:  $c_L$  - объемная концентрация шариков эмульсии на границе раздела фаз 2 и 5 (рис. 2), можно полагать  $c_L \approx 1$ .

Объем рабочей зоны у границы раздела этих фаз, в котором концентрируются шарики, контактирующие с границей раздела, определяется равенством  $V \approx S_p d_{эф}$ ;  $S_p$  - площадь границы раздела приблизительно равная площади верхней стенки камеры 1.

Тогда скорость фильтрации будет

$$v_1 = \frac{Q}{S_p} = d_{эф}^2 \left( \frac{9\nabla H_y \Delta J}{\eta_{мжс}} + A \right) \quad (7)$$

где:  $A = 0,167 \Delta \rho g (\eta_\phi + \eta_{мжс}) \eta_{мжс}^{-1} (2\eta_\phi + 3\eta_{мжс})^{-1}$

В действительности зависимость (7) имеет гораздо более сложный вид, т. к.  $\eta_{мжс} = \eta_{мжс}(\nabla H)$ ,  $d_{эф} = d_{эф}(\nabla H)$ ,  $\Delta J = \Delta J(\nabla H)$ .

На основании изложенного, а также используя [3,4,5] и полагая  $h \sim d_{эф}$ , равенство (6) можно представить в следующем виде

$$Q = \frac{B d_{эф}^3}{12(1-c)\eta_\phi} \left[ \frac{\xi_1(\mu-1)}{8\pi} (\mu \nabla H_y^2 + \nabla H_x^2) + \frac{\Delta P_{ст} \pm \Delta P_k}{l_1} \right] \quad (8),$$

где:  $B$  - ширина камеры;  $\Delta P_{ст}$  - избыточное статическое давление в камере;  $\Delta P_k$  - избыточное давление, вызываемое капиллярным эффектом;  $\xi_1$  - эмпирический безразмерный коэффициент.

Приравняв преобразованное равенство (7) и равенство (8), и проведя тождественные преобразования, получим уравнение

$$\frac{\mu(\mu-1)}{8\pi} \nabla H_y^2 \left( \frac{9S_p}{8\eta_\phi} - c_1 \xi_1 \right) - c_1 \xi_1 \frac{(\mu-1)}{8\pi} \nabla H_x^2 + A S_p - c_2 = 0 \quad (9),$$

где:  $c_2 = \frac{B d_{эф} (\Delta P_{ст} + \Delta P_k)}{12(1-c)\eta_\phi l_1}$ ;  $c_1 = \frac{B d_{эф}}{12(1-c)\eta_\phi}$

Уравнение (9) выражает условие стационарности объема жидкого «клина» в процессе фильтрации или, иными словами, баланса компонентов скоростей фильтрации на входе и выходе из «клина».

Вышеприведенные зависимости могут быть использованы при проектировании устройств (фильтров, сепараторов) для разделения неоднородных сред с помощью МЖ (магниточувствительной компо-

ненты) - МГС – сепарация, однако данный процесс нуждается в дополнительных исследованиях.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Васильцов Э.А., Ушаков В.Г. Аппараты для перемешивания жидких сред: Справочное пособие. Л.: Машиностроение. Ленингр. отд-ние, 1979. 272с.
2. Блум Э.Я., Майоров М.М., Цеберс А.О. Магнитные жидкости. Рига: Зинатне, 1989. 386 с.
3. Дроздова В.И., Скроботова Т.В., Чеканов В.В. О выталкивающей силе, действующей в неоднородном магнитном поле на немагнитные тела погруженные в феррожидкость // Магнитная гидродинамика. Рига: Зинатне, №3, 1979. С. 128-130.
4. Мошечков Н.Г., Махлин Р.С. и др. Создание магнитного сепаратора МСК – 1 и иммуномагнитного сорбента при лечении онкологических и других заболеваний. Сборник научных трудов 10-ой юбилейной международной плесской конференции по магнитным жидкостям. Плес, Россия, сентябрь 2002года. Иваново: Изд-во Ивановск. Гос. энергетич. Ун-та, 2002. С. 343-346.
5. Skjeltorp A.T. Colloid crystals in magnetic fluids // J. Appl. Phys. – 1984- Vol. 55, №6.- P.2587 – 2588.
6. Баштовой В.Г., Рекс А.Г., Ковалев М.В. Влияние магнитных полей на поведение пузырьковых магнитожидкостных сред. Сборник научных трудов 12-ой международной плесской конференции по магнитным жидкостям. Август – сентябрь, 2006. Плес, Россия. ГОУ ВПО «Ивановск. Гос. энерг. Ун-т», 2006. С. 393-398.
7. Кондаков Л.А., Голубев А.И. и др. Уплотнения и уплотнительная техника: Справочник под общ. Ред. Голубева А.И., Кондакова Л.А. М.: Машиностроение, 1986. С. 32-33.
8. Гамзаев С.А. и др. Требования к магнитным системам магнитоэлектрических сепараторов // Магнитная гидродинамика. Рига: Зинатне, №3, 1979. С. 115-119.

## **ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ ЦЕПЕЙ МАРКОВА К МОДЕЛИРОВАНИЮ СЕПАРАЦИИ ПРИМЕСИ В ПОЛЕ НЕОДНОРОДНОЙ МАССОВОЙ СИЛЫ**

**Мизонов В.Е., Berthiaux Н., Казаков Ю.Б., Филиппов В.А.**

Ивановский государственный энергетический университет  
имени В.И. Ленина  
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34. Факс: (4932)385701;  
e-mail: mizonov46@mail.ru

Ecole des Mines d'Albi, France; e-mail: berthiau@enstimac.fr

МИЗОНОВ Вадим Евгеньевич – заведующий кафедрой прикладной математики ИГЭУ, д.т.н., профессор, Заслуженный деятель науки РФ, член правления рабочей группы Европейской федерации инженеров-химиков. 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, 2005гг.). Член оргкомитета ряда зарубежных международных конференций.

BERTHIAUX Henri (Бертъё Анри) – доктор химической инженерии, профессор, сотрудник высшего инженерного учебного заведения Ecole des Mines d'Albi, г. Алби, Франция. Специалист в области механической технологии дисперсных материалов, член оргкомитета основных международных конференций в этой отрасли. С 2000 г. совместно с В.Е. Мизоновым развивает научное направление «Применение теории цепей Маркова в химической инженерии». Под их совместным руководством защищен ряд диссертаций французскими и российскими аспирантами.

КАЗАКОВ Юрий Борисович – окончил Ивановский энергетический институт в 1976 г. В 2000 г. защитил докторскую диссертацию по электромеханике. Опубликовал 305 трудов, из них 96 статей, 11 результатов интеллектуальной деятельности. Научный руководитель проблемной научно-исследовательской лаборатории прикладной феррогидродинамики, профессор, заведующий кафедрой электромеханики ИГЭУ, чл.-корреспондент АЭН РФ.

ФИЛИППОВ Василий Алексеевич – аспирант кафедры «Электромеханика» ИГЭУ

Объектом моделирования является седиментация частиц твердой фазы в концентрированной суспензии в поле неоднородной массовой силы, формируемой, например, магнитным полем. Основной физической величиной, определяющей кинетику этого процесса, является скорость осаждения, которая в концентрированной суспензии зависит



от локальной концентрации частиц, то есть модель оказывается нелинейной. Для построения модели процесс представлен цепью Маркова, в которой пространство состояний соотнесено с рабочим объемом сепарационной камеры (рис. 1) [1, 2].

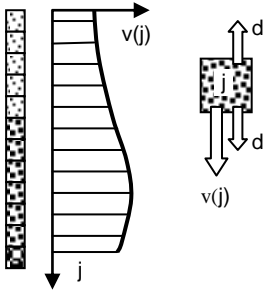


Рис. 1. Расчетная схема ячейечной модели процесса

Возможные переходы из одного состояния в другое разделены на симметричные составляющие, характеризующие чисто стохастическое движение частиц ( $d$ ), несимметричную составляющую ( $v$ ), характеризующую скорость осаждения. Последняя ячейка цепи – поглощающее состояние, в которое уходят сепарированные частицы. Кинетика процесса описывается рекуррентным матричным равенством

$$c^{k+1} = \mathbf{P}(c^k)c^k, \quad (1)$$

где  $k$  – номер временного перехода (дискретный аналог времени),  $c$  – вектор концентраций частиц в ячейках,  $\mathbf{P}$  – матрица переходных вероятностей, имеющая следующий вид

$$\mathbf{P} = \begin{bmatrix} 1-d-v_1(c_1) & d & 0 & \dots \\ d+v_1(c_1) & 1-2d-v_2(c_2) & d & \dots \\ 0 & d+v_2(c_2) & 1-2d-v_3(c_3) & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \end{bmatrix}, \quad (2)$$

где стохастический параметр  $d$  принят постоянным.

Для того чтобы построить матрицу  $\mathbf{P}$ , необходимо знать, как зависит локальная скорость осаждения  $V_j$  от локальной концентрации и от локальной массовой силы. Построим простую модель, связывающую эти величины, на основе показанной на рис. 2 расчетной схемы, где все присутствующие в ячейке частицы заменены телом эквивалентного объема.

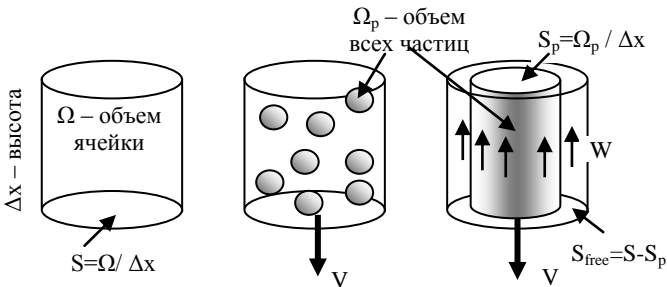


Рис. 2. К определению зависимости скорости осаждения от концентрации частиц

Чтобы жидкость в целом оставалась неподвижной, при движении эквивалентного цилиндра вниз со скоростью  $V$  она должна перетекать вверх со скоростью  $W$ , причем

$$VS = W(S - S_p) \rightarrow W = VS / (S - S_p) = V\Omega / (\Omega - \Omega_p) = V \frac{1}{1 - \frac{W_p}{W}} = V \frac{1}{1 - c}, \quad (3)$$

где  $c$  – объемная концентрация частиц в ячейке, предельное значение которой соответствует плотной упаковке частиц.

При квазистационарном движении  $F_c = F_m$ , где  $F_m$  – массовая сила (вес, магнитная, центробежная и т.д.),  $F_c$  – сила сопротивления. При медленном осаждении мелких частиц диаметром  $d_p$  в вязкой жидкости зависимость силы сопротивления от скорости может быть принята линейной. Тогда

$$F_c = 3\pi\mu d_p W = 3\pi\mu d_p \frac{V}{(1 - c)}, \quad (4)$$

откуда следует расчетное выражения для локальной скорости частицы

$$V_j = \frac{F_{mj}(1 - c_j)}{3pd_p m}. \quad (5)$$

Вероятность конвективного переноса связана с физической скоростью движение соотношением  $v_j = V_j \Delta t / \Delta x$ , где  $\Delta t$  – продолжительность перехода. Полученные зависимости позволяют рассчитывать матрицу  $\mathbf{P}$  на каждом переходе и по соотношению (1) моделировать кинетику сепарации, которая характеризуется накоплением частиц в поглощающем состоянии  $\varepsilon(k)$ .

Однако в процессе присутствует еще один важный эффект, который требует специального рассмотрения. Дело в том, что в ячейке не может оказаться частиц больше, чем их предельно возможное содержание. Для учета этого ограничения рекуррентный алгоритм (1) сопровождается проверкой распределения частиц на каждом временном шаге, и если в ячейке после перехода содержание частиц оказывается больше предельного, то избыток переносится обратно в предыдущую ячейку и т.д. Пример такого процесса показан на рис. 3, где в зоне выхода частиц формируется «пробка», которая сначала нарастает, а затем рассасывается по мере отвода частиц. На рис. 4 показаны примеры расчета кинетики процесса для трех случаев изменения по высоте массовой силы (постоянной, линейно убывающей и линейно возрастающей). Очевидно, что убывающая массовая сила дает наименьшую скорость сепарации.

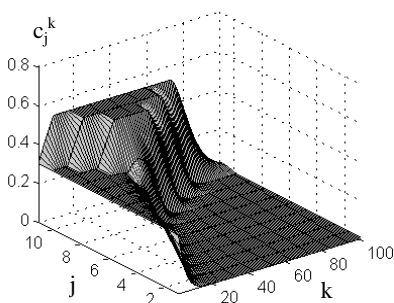


Рис. 3. Эволюция распределения концентрации частиц при  $c_0=0,3$ ;  $v_m=0,3=const$ ;  $\alpha=0,5$

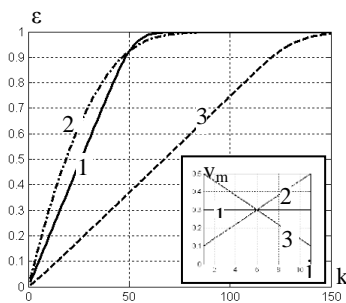


Рис. 4. Кинетика separации при различных профилях массовой силы

Массовая сила может быть неоднородной не только по длине, но и по ширине канала separации. Для учета этой двойной неоднородности описанная выше одномерная модель была обобщена на двухмерный случай, в котором рассматривается двухмерная сетка ячеек. Текущее состояние процесса здесь удобно представлять матрицей концентрации, которая для выполнения рекуррентных расчетов (1) должна преобразовываться в вектор столбец, в которой элементы матрицы последовательно размещены друг под другом (сквозная нумерация ячеек по столбцам). В матрице  $\mathbf{P}$  по такому же правилу размещаются вероятности переходов в ячейки, примыкающие к данной (переходы по диагоналям в данной модели запрещены).

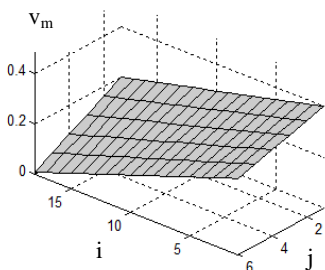


Рис. 5. Распределение плотности массовой силы в примере расчета по двухмерной модели

ячейки, примыкающие к данной (переходы по диагоналям в данной модели запрещены). Для визуализации картины эволюции концентрации векторы состояния обратно преобразуются в матрицы состояния и выводятся на трехмерный график.

На рис. 5,6 показан пример моделирования эволюции распределения концентрации в двухмерной сетке ячеек. Рис. 5 показывает распределение по рабочей зоне массовой силы (скорости конвективного переноса при исчезающе малой концентрации), которая меняется по всем направлениям. По прежнему рассматривается

нелинейная модель, когда вероятности конвективного переноса зависят от концентрации и возможно предельное наполнение ячеек.

Эволюция концентрации, то есть ее распределение в различные моменты времени, показана на рис. 6.

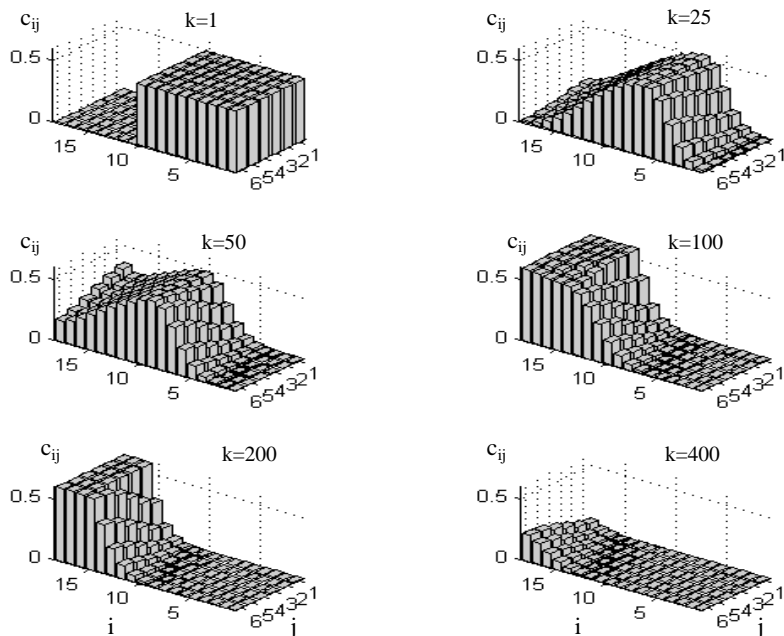


Рис. 6. Эволюция распределения концентрации по двумерной модели с учетом всех нелинейных эффектов

Из графиков достаточно ясно видны все стадии протекания этого, достаточно сложного, процесса.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. **Berthiaux H., Mizonov V.** Applications of Markov Chains in Particulate Process Engineering: A Review. The Canadian Journal of Chemical Engineering. V.85, No.6, 2004, pp.1143-1168.
2. **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.

## ПРИМЕНЕНИЕ КИНЕТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ БОЛЬЦМАНА К МОДЕЛИРОВАНИЮ ЭВОЛЮЦИИ ДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ

**Жуков В.П., Беляков А.Н., Otwinowski H.**

Ивановский государственный энергетический университет  
имени В.И. Ленина

153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34. Факс: (4932) 38-57-01;  
e-mail: zhukov-home@yandex.ru

Department of Industrial Furnaces and Environment Protection,  
Częstochowa University of Technology;  
e-mail: otwinowski@imc.pcz.czest.pl

ЖУКОВ Владимир Павлович – доктор технических наук, профессор кафедры «Прикладная математика» ИГЭУ. Является научным руководителем международного проекта по новым методам математического моделирования процессов теплообмена в дисперсных средах.

БЕЛЯКОВ Антон Николаевич – докторант кафедры «Прикладная математика» ИГЭУ

OTWINOWSKI Henryk – доктор наук, профессор, Department of Industrial Furnaces and Environment Protection, Częstochowa University of Technology, Польша. Специалист в области механической технологии дисперсных материалов.

Кинетическое уравнение Больцмана [1-4], описывающее статистическое распределение частиц в газе или жидкости, традиционно используется в теоретической физике для изучения переноса тепла и электрического заряда в жидкостях и газах. Например, из него выводятся транспортные свойства материалов, такие как электропроводность, вязкость и теплопроводность.

В работе [4] на основе уравнения Больцмана предложена концепция моделирования совмещенных процессов в дисперсных средах. В качестве искомой функции  $f(\vec{r}, \vec{v}, \delta, t)$  рассматривается плотность распределения вещества по координатам  $\vec{r}(x_1, x_2, x_3)$ , скоростям  $\vec{v}(v_1, v_2, v_3)$  и размерам частиц  $\delta$ . Произведение функции  $f(\vec{r}, \vec{v}, \delta, t)$  на фазовый объем  $dV = dx_1 dx_2 dx_3 dv_1 dv_2 dv_3 d\delta$  показывает вероятность в момент времени  $(t, t + dt)$  частицы размером  $(\delta, \delta + d\delta)$ , находящейся в точке с координатами  $(x_1, x_1 + dx_1)$ ,  $(x_2, x_2 + dx_2)$ ,  $(x_3, x_3 + dx_3)$ , двигаться со скоростью  $(v_1, v_1 + dv_1)$ ,  $(v_2, v_2 + dv_2)$ ,  $(v_3, v_3 + dv_3)$ . В дифференциальной форме уравнение Больцмана для описания совмещенных

процессов в сыпучих средах записывается в виде [4]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial v_k f}{\partial x_k} + \frac{\partial a_k f}{\partial v_k} = \dot{f}_{\bar{n}}, \quad (k=1,2,3), \quad (1)$$

где  $\bar{a}(a_1, a_2, a_3)$  – ускорение;  $\dot{f}_{\bar{n}}$  – источниковый член уравнения, описывающий внешние потоки, повторение индекса « $k$ » вверх и вниз дробки показывает суммирование по этому индексу.

На основе уравнения Больцмана сформулированы и решены следующие задачи тепломассопереноса в сыпучих средах [4–8]:

1. Движение материала [4–5].
2. Сепарация дисперсных сред при низкой концентрации твердой фазы в аппарате [5, 6].
3. Сепарация дисперсных сред при высокой концентрации твердой фазы в аппарате [5, 7].
4. Сепарация и измельчение дисперсных систем в аппарате кипящего слоя [5, 8].
5. Разработка вычислительных алгоритмов и программных комплексов для расчета совмещенных процессов в дисперсных средах [5].

В докладе основное внимание уделяется вопросам постановки задач и наиболее важным результатам, полученным в ходе их решения. Детальный анализ решения проводится в опубликованных работах, на которые даются соответствующие ссылки.

**Задача 1. Движение материала.** Пригодность кинетического уравнения Больцмана для описания движения детерминированных объектов протестирована на примере равноускоренного движения материальной точки. Рассматривается одномерное движение частицы материала вдоль вертикальной оси. Пренебрегая силой сопротивления среды, силой Архимеда и силой, обусловленной столкновениями между частицами, движение частиц считается равноускоренным

$$a = -g, \quad (2)$$

где  $a$  – ускорение частицы вдоль вертикальной оси  $z$ ;  $g$  – ускорение свободного падения. Аналитические выражения для закона движения и закона изменения скорости частиц в параметрическом виде (время  $t$  выступает в качестве параметра) имеют вид:

$$\begin{aligned} z &= z_0 + v_0 t + at^2 / 2, \\ v &= v_0 + at, \end{aligned}$$

где индекс «0» показывает начальные значения скорости и координаты.

Численное решение кинетического уравнения Больцмана (1) в одномерной постановке задачи при постоянном ускорении выполняет-

ся в соответствии с разработанным подходом [5]. В результате решения уравнения находится функция распределения вещества по выделенным фазовым координатам для различных моментов времени. Численное решение и аналитическое решение имеют разный вид: аналитическое решение определяет координату и скорость частицы, а численное решение кинетического уравнения показывает вероятность частицы находиться в данной точке фазового объема. Для сопоставления полученных результатов с помощью численного решения предварительно определяются математические ожидания координаты и скорости частиц в каждый момент времени. Полученные усредненные результаты численного решения сравниваются с результатами детерминированного аналитического решения. На рис. 1 показано сопоставление данных решений в виде зависимости координаты и скорости от времени. Практическое совпадение аналитических (линия) и численных решений (точки) показывает приемлемую точность предложенного численного метода решения уравнения Больцмана [5].

**Задача 2. Сепарация дисперсных сред при низкой концентрации твердой фазы в аппарате.** Классификация порошка по крупности рассматривается на примере гравитационного аппарата [6], выполненного в виде вертикального канала. Классификация частиц по размерам обуславливается действием на частицу противоположно направленных сил: силы тяжести и силы сопротивления [9]. В некоторых случаях при сепарации частиц в жидкости учитывается сила Архимеда. Мелкие частицы, для которых сила сопротивления существенно больше силы тяжести, уносятся из аппарата вверх. Более крупные частицы, для которых сила тяжести существенно больше силы сопротивления, покидают аппарат через нижний патрубок. Для построения модели классификации частиц в гравитационном аппарате на основе уравнения Больцмана необходимо задать вид поля ускорения или сил, действующих на частицу, в каждой точке рабочего объема. При определении ускорения частицы в гравитационном классификаторе приняты следующие допущения. Искомое распределение изменяется вдоль одной геометрической координаты – вертикальной оси аппарата  $z$ , а в поперечном сечении аппарата материал идеально перемешивается. Рассматривается процесс классификации при низкой концентрации твердой фазы в потоке, что позволяет не учитывать влияние взаимодействия частиц на процесс разделения. Ускорение частицы с учетом действия на частицу силы сопротивления ( $F_c$ ) и силы тяжести ( $mg$ ) находится из второго закона Ньютона

$$a = \frac{-gm + (F_c)_i}{m} = -g + \frac{k_f (w_0 - v) | (w_0 - v) |^{n-1}}{m}, \quad (3)$$

где  $m$  – масса частицы;  $w_0$  – скорость потока жидкости или газа в канале; коэффициент сопротивления  $k_f$  и параметр  $n$  определяются законом сопротивления [9]. Решение уравнения (1) с учетом (3) позволяет при известных начальных и граничных условиях определить искомую плотность распределения. Сравнение результатов численного и аналитического решений в виде фазовых траекторий или зависимостей скорости частицы от ее координаты представлено на рис. 2. Практическое совпадение аналитических (штриховая линия) и численных решений (точки) подтверждает приемлемую точность предложенного метода численного решения уравнения Больцмана [5].

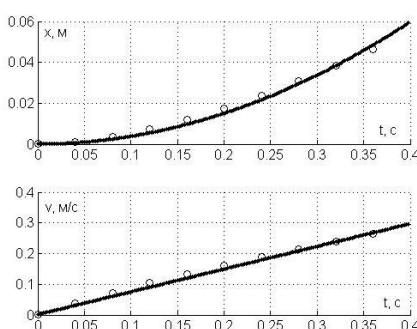


Рис. 1. Сопоставление зависимостей координаты  $x$  и скорости  $v$  от времени для детерминированного (линии) и стохастического (точки) описания равноускоренного движения материальной точки

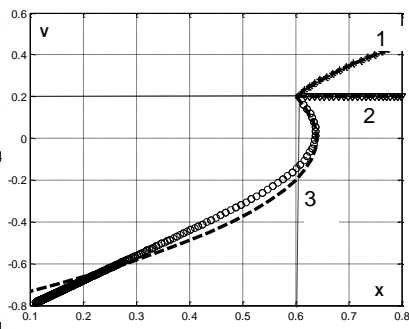


Рис. 2. Вид фазовых траекторий для мелких (1), крупных (3) и граничных (2) размеров частиц при их подаче в точку:  $x_0=0,6$ ;  $v_0=0,2$

**Задача 3. Сепарация дисперсных сред при высокой концентрации твердой фазы в аппарате.** В промышленных условиях при высокой концентрации твердой фазы в потоке частицы сталкиваются друг с другом и с ограждающими стенками, что существенно влияет на показатели процесса классификации [9]. Для учета влияния концентрации частиц на процесс разделения в уравнение (3) вводится дополнительная сила взаимодействия (столкновения) частиц  $(F_m)_{ij}$  [8]. После этого выражение для ускорения записывается в виде:



$$\begin{aligned}
 a_i &= -g + \frac{(F_c)_i}{m_i} + \frac{(F_u)_{ij}}{m_i} = \\
 &= -g + \frac{k_f(w_0 - v)|(w_0 - v)|^{n-1}}{m} + \frac{3(1+k)(x_i + x_j)^2}{2(x_i^3 + x_j^3)}(v_i - v_j)|v_i - v_j|\beta(z, v, x_j)
 \end{aligned}
 \quad (4)$$

где  $\beta_j$  – объемная концентрация частиц  $j$ -го класса крупности в фазовом объеме;  $x$  – размер частиц;  $k$  – коэффициент восстановления скорости при ударе.

Результаты решения уравнения (1) с учетом (4) приводятся на рис. 3 в виде зависимости граничного размера классификации от концентрации твердой фазы в аппарате при разной крупности зерен исходного порошка. Под граничным размером разделения [9] понимается размер частицы, вероятность попадания которой в тонкий продукт разделения равна 0,5. Анализ результатов показывает, что значение граничного размера с ростом концентрации может и повышаться, и понижаться, что соответствует известным результатам экспериментальных исследований [9].

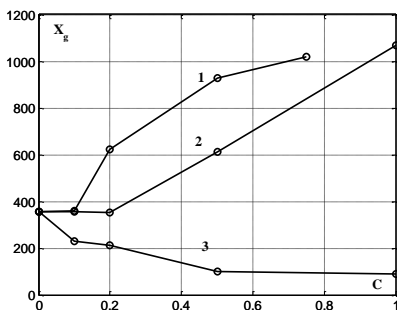


Рис. 3. Зависимость граничного размера ( $X_g$ , мкм) от концентрации твердой фазы ( $C$ , кг/м<sup>3</sup>) для исходных продуктов с различными средними размерами зерен: 1 – 157 мкм; 2 – 455 мкм; 3 – 758 мкм

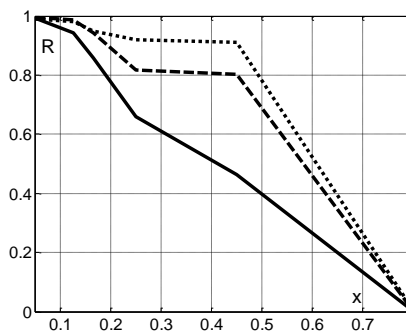


Рис. 4. Интегральное распределение материала по крупности в питании (пунктирная линия), в аппарате без учета разрушения (штриховая) и в аппарате с учетом разрушения материала (сплошная линия)

**Задача 4. Сепарация и измельчение дисперсных систем в аппарате кипящего слоя.** В струйных мельницах кипящего слоя [4, 8] процессы измельчения и классификации протекают совместно. Для описания измельчения материала в аппарате производится оценка энергии разрушения  $e_{ij}$  [10], которая в первом приближении принимается пропорциональной диссипации (потере) энергии при ударе частиц

$$e_{ij} = -\frac{3(1-k)(x_i + x_j)^2}{2(x_i^3 + x_j^3)}(v_i - v_j) \left| v_i - v_j \right| b(z, v, x_j) v \Delta t, \quad (5)$$

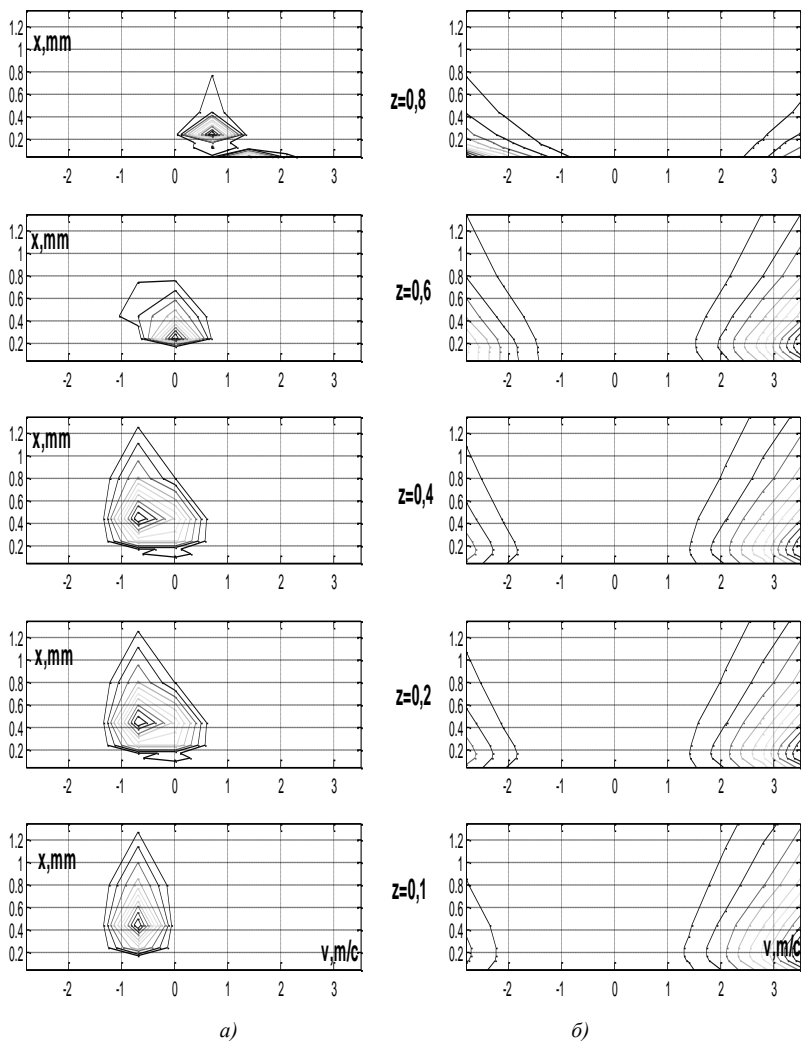


Рис. 5. Распределения вещества (а) и энергии (б) по фазовому пространству в виде изолиний в координатах  $x, v$  при разной высоте сечения аппарата  $z$

Известная величина энергии разрушения позволяет в рамках селективной модели разрушения [10] описать измельчение, то есть вычислить распределение осколков по классам крупности. Расчетные распределения частиц по крупности после разрушения и классификации, определенные в рамках рассмотренной модели, показаны на рис. 4. Найденные распределения вещества и энергии по фазовому пространству в виде изолиний в координатах  $x$ ,  $y$  при разной высоте сечения аппарата  $z$  представлены на рис. 5.

**Вычислительный метод решения уравнения Больцмана.** Для численного решения уравнения Больцмана во всех задачах используется ячейечный подход, построенный на балансах энергии и массы в каждой ячейке фазового пространства. Искомая плотность распределения вещества по ячейкам представляется вектором  $\mathbf{f} = \{f_i\}$ , где индекс  $i$  соответствует номеру ячейки.

Алгоритм расчета искомого распределения  $\mathbf{f}$  в произвольные моменты времени ( $k$ ), представленный на рис. 6. Сначала для каждой

ячейки фазового пространства определяются номера ячеек, с которыми она может взаимодействовать. Затем составляются уравнения балансов вещества и энергии и определяются потоки энергии или вещества между этими ячейками. Известные потоки энергии и массы позволяют определить потоки вероятностей переходов ( $p_{ij}$ ) за рассматриваемый промежуток времени  $\Delta t$ . Указывая для каждой ячейки адреса ячеек, в которые возможен переход, и вероятности этих переходов, определяется состояние системы в следующий момент времени. Предложенное на рис. 6 расчетное выражение по сравнению традиционным матричным

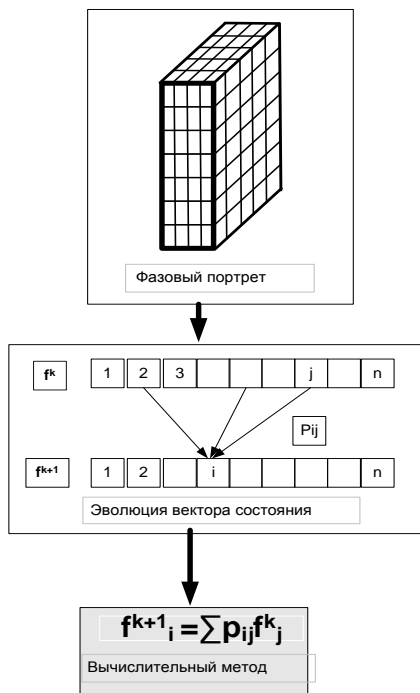


Рис. 6. Алгоритм построения модели эволюции состояния системы

описанием процессов [10] позволяет существенно экономить машинные ресурсы за счет исключения операций с нулевыми элементами. На программу, реализующую предложенный алгоритм, поданы заявки и получено свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ [5].

Постановка и решение ряда задач моделирования и расчета совмещенных процессов показали перспективность использования уравнения Больцмана для описания на единой методологической основе сложных технологических процессов.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Вулис Л.А. Теория и расчет магнитогазодинамических течений в каналах, Атомиздат, Москва 1971.
2. Веденяпин В.В. Кинетическое уравнение Больцмана и Власова, Физматлит, Москва 2001.
3. Kremer G.M. An Introduction to the Boltzmann Equation and Transport Processes in Gases. Springer-Verlag, Berlin 2010.
4. Жуков В.П., Беляков А.Н. Изв. ВУЗов. Химия и хим. технология, 2010, Т.53, №11, С.114-117.
5. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2010612671 от 19 апреля 2010 года: Беляков А. Н., Жуков В.П., Власюк А.А., Барочкин А. Е.
6. Беляков А.Н., Жуков В.П. Изв. ВУЗов. Химия и хим. технология, 2012,Т.55, №1,С.108-111.
7. Беляков А.Н., Жуков В.П. Изв. ВУЗов. Химия и хим. технология, 2012,Т.55, №2,С.89-92.
8. Беляков А.Н., Жуков В.П., Otwinowski H., Wyleciał T. Вестник ИГЭУ, 2012, №1, С.52-56.
9. Мизонов В.Е. Ушаков С.Г. Аэродинамическая классификация порошков, Химия, Москва 1989.
10. Mizonov V., Zhukov V., Bernotat S. Simulation of Grinding: New Approaches. ISPEU Press, Ivanovo 1997.

## ПЕРСПЕКТИВА ПРИМЕНЕНИЯ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ В ОПТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВАХ

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

Ивановский государственный энергетический университет  
имени В.И. Ленина

153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34. Факс: (4932)38-57-01;  
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 60 научных публикаций, в том числе 12 статей, 3 статьи в иностранных журналах. В настоящее время является старшим 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 «Полнос». 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).



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

В настоящее время магнитные жидкости находят широкое применение в различных областях науки и техники. Возможность практического применения магнитных жидкостей определяется их стабильностью и набором необходимых технических характеристик, а также работоспособностью и ресурсом эксплуатации МЖ в конкретных электромеханических и других устройствах. В данной работе обсуждается перспектива применения магнитных жидкостей в оптическом приборостроении.

Нами совместно со специалистами по разработке, производству и внедрению беспилотных авиационных систем была проведена научно-исследовательская работа по созданию, исследованию и испытаниям магнитных жидкостей с перспективой их использования в оптических устройствах. Основными направлениями применения беспилотных авиационных систем (БАС) являются аэрофотосъемка, картографирование, мониторинг объектов и дистанционное зондирование земли.

Видеонаблюдение является неотъемлемой частью большинства применений БАС и осуществляется при помощи электронных фото/видеокамер. К таким камерам предъявляются повышенные требования с точки зрения чувствительности и малого уровня электронных шумов. Основным источником электронного шума является нагрев электронного фотоприёмного устройства. Для снижения уровня шума фотоприёмное устройство подвергается принудительному охлаждению до температуры  $-30 \div -40$  °С при помощи термоэлектрических преобразователей. Основной проблемой при этом является наличие влаги в атмосферном воздухе, которая конденсируясь и замерзая, выпадает на поверхность фотоприёмного устройства в виде инея и, тем самым, делает его непригодным для работы. Для борьбы с обмерзанием фотоприёмное устройство помещается в герметичный контейнер, наполненный осушенным инертным газом. Однако и в такой контейнер постепенно натекает влажный атмосферный воздух, после чего фотокамера снова становится неработоспособной. Для существенного повышения герметичности контейнера было предложено использовать магнитные жидкости.

В ходе работы были синтезированы опытные образцы магнитных жидкостей МКА 1-40 и МКС 044-40М, обладающих оптимальными, на наш взгляд, свойствами для решения рассмотренных выше задач. Технические характеристики магнитных жидкостей МКА 1-40 и МКС 044-40М приведены в табл. 1.

Таблица 1  
Технические характеристики МЖ МКА 1-40 и МКС 044-40М

Марка МЖ	Объемная доля магнетита, %	Намагниченность насыщения, кА/м	Плотность, г/см <sup>3</sup>	Пластическая вязкость, Па·с
МКА 1-40	10,5	40	1,33	0,75
МКС 044-40М	10,5	40	1,40	0,54

Коллоидальная стабильность обеих магнитных жидкостей в статическом режиме была подтверждена, используя метод замены несую-

щей среды [1]. Работоспособность и ресурс эксплуатации синтезированных магнитных жидкостей были определены по результатам соответствующих испытаний.

В течение года проводились испытания магнитных жидкостей МКА 1-40 и МКС 044-40М при следующих условиях:

- 1) перепад температур от -30 до +35 °С;
- 2) избыточное давление внутри контейнера порядка 200 мбар;
- 3) относительная влажность внутри герметизированного контейнера 0%.

Для контроля параметров внутри контейнера были помещены цифровые датчики температуры, влажности и давления. Погрешность измерения датчика влажности составляет около 2%, датчика давления около 1%. В ходе испытаний изменение влажности и избыточного давления внутри герметизированного контейнера не наблюдалось в пределах инструментальной погрешности. Таким образом, испытания МЖ МКА 1-40 и МКС 044-40М в реальных условиях следует считать полностью успешными. Магнитные жидкости выполнили свою функцию, и, следовательно, могут быть рекомендованы для использования в оптическом приборостроении с целью предотвращения запотевания, запыления, коррозии оптических и электронных систем ночного и видео наблюдения в различных климатических условиях.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. 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 // 14-я Международная конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям. Плес, Россия. 7 - 10 сентября 2010. С. 114-118.

## ИССЛЕДОВАНИЕ МОМЕНТА ТРЕНИЯ В МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ УПЛОТНЕНИЯХ ГЕРМЕТИЗАТОРОВ

**Полетаев В.А., Пахолкова Т.А.**

Ивановский государственный энергетический университет  
имени В.И. Ленина

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

E-mail: [poletaev@tam.ispu.ru](mailto:poletaev@tam.ispu.ru)



Полетаев Владимир Алексеевич окончил Ивановский энергетический институт в 1976 г. В 1997 г. защитил докторскую диссертацию. Опубликовал около 200 трудов. Доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой технологии автоматизированного машиностроения ИГЭУ.



Пахолкова Татьяна Александровна окончила Ивановский энергетический институт в 1987 г. Опубликовала около 40 трудов. Старший преподаватель кафедры конструирования и графики ИГЭУ.

Магнитожидкостные уплотнения (МЖУ) работают по принципу гидравлического зазора, в котором магнитная жидкость удерживается магнитным полем в рабочих зазорах между сопрягаемыми деталями.

МЖУ имеет 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. Основной недостаток МЖУ – сложность обеспечения равномерности рабочего зазора из-за погрешностей изготовления и сборки деталей, а также люфта подшипникового узла. Эксцентриситет и биение вала приводят к появлению магнитной силы одностороннего притяжения вала, повышению собственных потерь на трение, а также снижению работоспособности МЖУ. На величину рабочего зазора влияют величины шероховатости и волнистости сопрягаемых поверхностей [1].



Момент трения зависит от величины рабочего зазора и следовательно, от шероховатости и волнистости поверхностей полюсов.

С целью исследования влияния размера рабочего зазора на изменение потерь на трение была разработана установка (рис. 1), включающая стойку 1, подвижный вал 2, подшипниковый узел 3, включающий съемные полюсы, магниты, сменную втулку; и электродвигатель 4 [2].

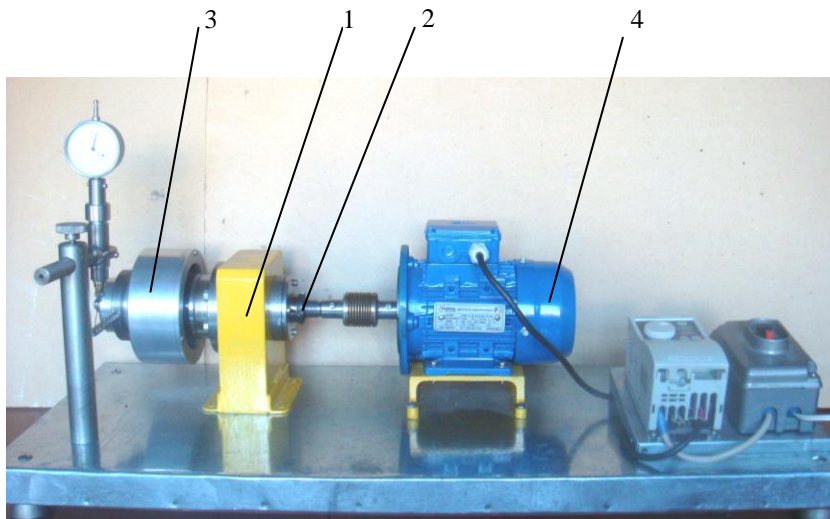


Рис. 1. Фотография экспериментальной установки: 1 – стойка; 2 – подвижный вал; 3 – подшипниковый узел; 4 – электродвигатель

Сменные втулки изготовлены из стали 3 и при проведении экспериментов приводились во вращение со скоростью 10-3000 об/мин. Съемные полюсы изготовлены из стали 3. Использовались магниты типа ИЖКГ из материала ЮНДКТ5БА диаметром 10 мм с индукцией  $\geq 0.5$  (Вт, Тл) и коэрцитивной силой  $\geq 120$  (кА/м).

Наружная поверхность сменных втулок обрабатывалась точением, шлифованием и алмазным выглаживанием с величиной шероховатости поверхности  $R_a$ , соответственно, 7,446 мкм, 1,261 мкм и 0,360 мкм, влияющей на величину рабочего зазора между втулкой и полюсами.

На разработанной экспериментальной установке проведены исследования по определению магнитных моментов в рабочем зазоре подшипникового узла при разной скорости вращения вала с установленными сменными втулками, имеющими разную величину шероховатости по-

верхности, и с магнитными жидкостями типов МКС-350-40, МКС-003-60, МКА-1-40, МКА-1-30, МКА-1-25.

На рис. 2–4 представлены графики зависимости моментов трения от частоты вращения и величины шероховатости поверхности втулок для разных типов МЖ.

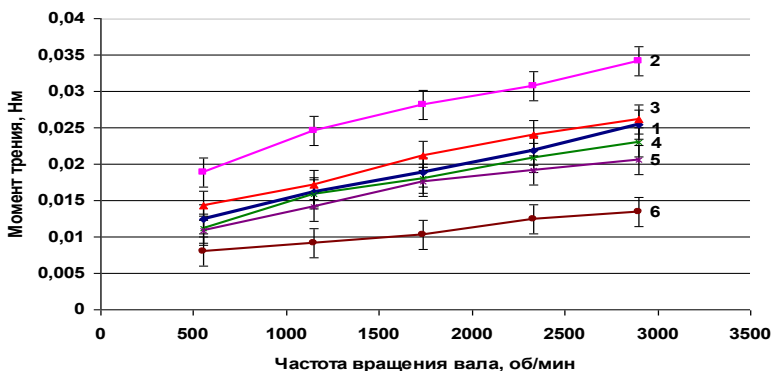


Рис. 2. Зависимость моментов трения от частоты вращения втулок из стали 3 при величине шероховатости поверхности  $Ra = 7,446$  мкм для разных типов магнитной жидкости: 1 – МКС-350-40; 2 – МКС-003-60; 3 – МКА-1-40, 4 – МКА-1-30; 5 – МКА-1-30; 6 – без магнитной жидкости

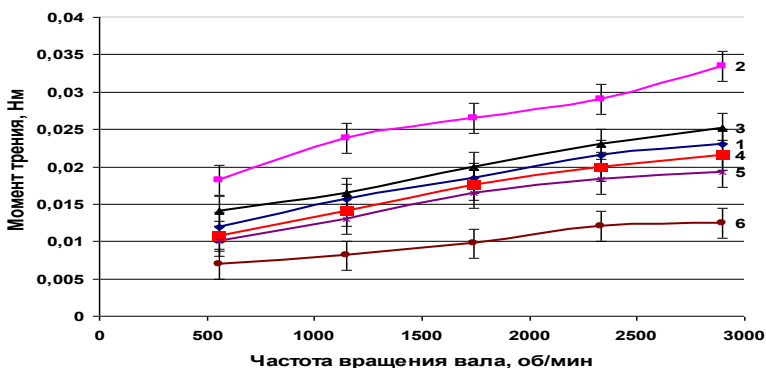


Рис. 3. Зависимость моментов трения от частоты вращения втулок из стали 3 при величине шероховатости поверхности  $Ra = 1,261$  мкм для разных типов магнитной жидкости: 1 – МКС-350-40; 2 – МКС-003-60; 3 – МКА-1-40, 4 – МКА-1-30; 5 – МКА-1-30; 6 – без магнитной жидкости

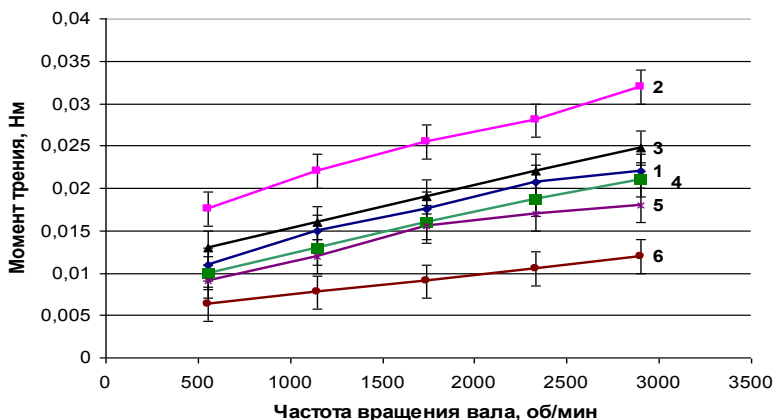


Рис. 4. Зависимость моментов трения от частоты вращения втулки из стали 3 при величине шероховатости поверхности  $Ra = 0,36$  мкм для разных типов магнитной жидкости: 1 – МКС-350-40; 2 – МКС-003-60; 3 – МКА-1-40, 4 – МКА-1-30; 5 – МКА-1-30; 6 – без магнитной жидкости

Исследования показали, что наименьшие значения моментов трения возникают в рабочем зазоре герметизатора с магнитными жидкостями МКС-003-60 и МКА-1-40 при величине шероховатости поверхности втулки с  $Ra = 0,36$  мкм.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Казаков Ю.Б., Страдомский Ю.И., Морозов Н.А., Перминов С.М. Герметизаторы на основе нанодисперсных магнитных жидкостей и их моделирование / Под общей редакцией Ю.Б. Казакова: ГОУВПО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина». – Иваново, 2010. – 184 с.
2. Казаков Ю.Б., Полетаев В.А., Пахолкова Т.А. Определение момента трения магнито-жидкостного герметизатора с неоднородным магнитным полем на основе численного моделирования движения магнито-реологической жидкости. // Вестник ИГЭУ. Вып.4. 2010, С. 47–51.

## ПРИПОВЕРХНОСТНОЕ ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ЕГО ВЛИЯНИЕ НА МОМЕНТ ТРЕНИЯ МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ УСТРОЙСТВ

**Перминов С.М., Полетаев В.А., Казаков Ю.Б., Перминова А.С.**  
Ивановский государственный энергетический университет  
имени В.И. Ленина  
153003, Иваново, ул. Рабфаковская, 34. Факс: (0932)38-57-01;  
e-mail: [pms@upm.ispu.ru](mailto:pms@upm.ispu.ru)



Перминов Сергей Михайлович окончил ИЭИ в 1977 г. В ИГЭУ 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 105 научных публикаций, 60 изобретений.



Полетаев Владимир Алексеевич окончил Ивановский энергетический институт в 1976 г. В 1997 г. защитил докторскую диссертацию. Опубликовал около 200 трудов. Доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой технологии автоматизированного машиностроения ИГЭУ.



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.



Перминова Анастасия Сергеевна – студентка 4-го курса ИГЭУ, обучается по специальности «Электромеханика», занимается студенческой научной работой. Имеет 1 публикацию, 4 доклада на международных научно-технических конференциях, 4 патента РФ на изобретение.

**Постановка задачи.** Момент трения является одним из важнейших параметров магнитожидкостных устройств. В магнитожидкостных герметизаторах, стремятся к снижению момента трения, определяющего внутренние тепловыделения и разогрев устройства, в магнитожидкостных муфтах, стремятся к увеличению передаваемого момента, и соответственно, передаваемой муфтой мощности. На момент трения магнитожидкостного устройства влияет вязкость используемой магнитной жидкости, напряженность магнитного поля, градиент скорости сдвига в рабочем зазоре устройства, температура. В данной работе ставится задача исследовать влияние на момент трения магнитожидкостного устройства величины шероховатости поверхностей, образующих рабочий зазор устройства и контактирующих с магнитной жидкостью.

**Теоретические предпосылки.** На поверхностях всех деталей образуются микронеровности в процессе их обработки при изготовлении. Параметры микронеровностей определяют шероховатость поверхностей [1]. В магнитных полях микронеровности на магнитопроводящих поверхностях являются концентраторами линий векторного магнитного потенциала. Однородное магнитное поле около шероховатой магнитопроводящей поверхности перераспределяется и становится неоднородным [2]. Рельеф поверхности состоит из чередующихся выступов и впадин. Математическое моделирование магнитного поля около поверхности показало, что перераспределение поля начинается на высоте  $3\div 4h$  от поверхности, где  $h$  – высота среднего выступа [3]. В направлении поверхности напряженность поля растет над выступом, над впадиной снижается. Индукция около выступов в разы превышает среднюю индукцию над поверхностью, во впадинах наоборот, индукция в разы ниже. То есть около рассматриваемой магнитопроводящей поверхности значение индукции меняется в десять с лишним раз. Степень перераспределения индукции магнитного поля определяется формой и соотношением ширины и высоты выступов шероховатой поверхности.

Если поместит около шероховатой поверхности мелкодисперсную магнитную среду, допустим, магнитную жидкость, то магнитные частицы будут стремиться попасть в зону, где напряженности поля максимальна, то есть к вершине выступа, создавая здесь повышенную концентрацию частиц. Вершины выступов покрываются слоем частиц, которые прочно удерживаются на поверхности. Магнитные частицы выстраиваются также в цепочки по линиям магнитного поля. Силы взаимодействия между частицами, тем выше, чем сильнее напряженность магнитного поля. То есть прочность цепочек из частиц

существенно выше около вершин выступов шероховатой поверхности, чем на некотором удалении, где поле равномерное. Цепочки прочно связаны с вершинами выступов. Около шероховатой магнитопроводящей поверхности образуется слой магнитной жидкости с более сильным внутренним взаимодействием частиц, вследствие чего слой более прочный, чем слои жидкости в равномерном поле и, следовательно, менее подвижный. Каким образом данный приповерхностный слой отразится на параметрах электромеханических устройств с мелкодисперсными рабочими средами? При движении шероховатой поверхности цепочки будут разрушаться в первую очередь в области однородного магнитного поля, где силы взаимодействия между частицами меньше. Около шероховатой поверхности будет существовать трудно разрушимый слой мелкодисперсной рабочей среды. Если рассматривается шероховатая поверхность вращающегося вала, то появление неподвижного слоя мелкодисперсной рабочей среды, увеличивает эффективный диаметр вала, следовательно, возрастает момент трения вала устройства. Если толщина слоя соизмерима с рабочим зазором устройства, то его появление сокращает величину рабочего зазора, способствует заметному увеличению градиента сдвига и напряжению сдвига дисперсной среды в зазоре, соответственно, повышению потерь в устройстве.

**Постановка эксперимента.** Для определения влияния величины шероховатости на момент трения магнитожидкостного устройства была спроектирована и изготовлена установка, показанная на рис. 1. Магнитная жидкость размещается с равномерном рабочем зазоре с однородным магнитным полем между сменными полюсами 4 и сменной втулкой 9 (рис. 2).

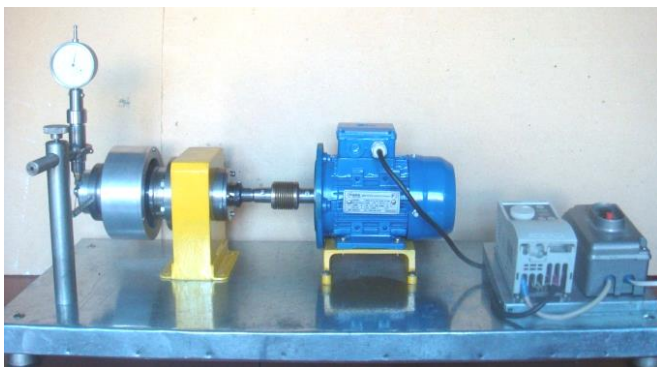


Рис.1. Фотография экспериментальной установки

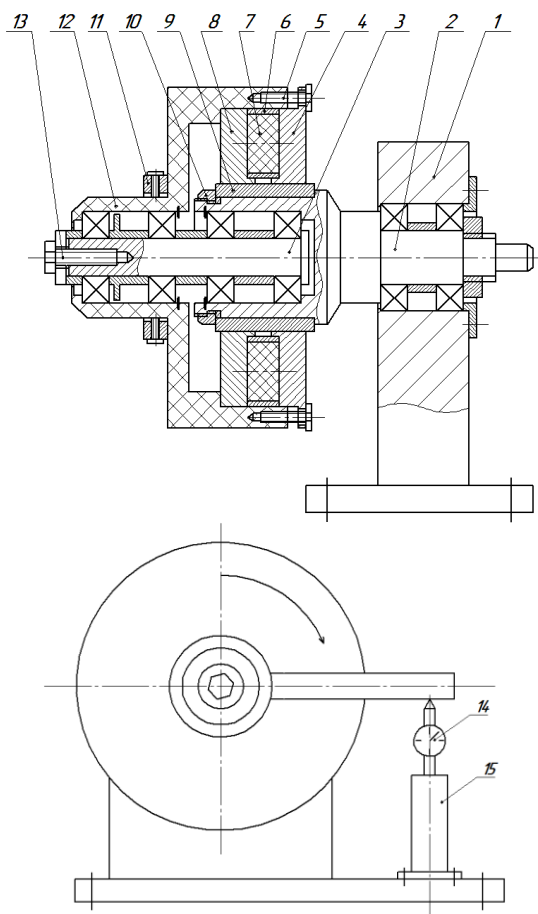


Рис. 2. Схема экспериментальной установки:

- 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

Источником магнитного поля являются цилиндрические постоянные магниты 6, равномерно размещенные по окружности между полюсными приставками. Вал приводится в движение электродвигателем с регулируемой скоростью вращения. Момент трения, создаваемый магнитной жидкостью и опорными подшипниками, передается на магнитную систему устройства и измеряется индикатором 14. Смен-

ные втулки вала 9 выполнены из стали 3 на токарном станке с ЧПУ 16К20 в трех экземплярах на различных скоростных режимах. Измерение шероховатости наружной поверхности сменных втулок производилось на приборе профилометре-профилографе АБРИС-ПМ7 с записью на ЭВМ. Измеренная шероховатость наружной поверхности втулок соответствовала: 1 –  $Ra = 7,446$  мкм, 2 –  $Ra = 1,261$  мкм, 3 –  $Ra = 0,36$  мкм. При испытаниях первоначально измерялся момент трения на валу в зависимости от скорости, при отсутствии магнитной жидкости в рабочем зазоре, то есть определялся момент создаваемый подшипниками. Затем в зазор вводилась магнитная жидкость и измерение повторялось.

**Результаты эксперимента.**

На рис. 3 показаны зависимости момента трения устройства, полученные при использовании сменной втулки вала с различной шероховатостью наружной поверхности. При исследовании использовалась магнитная жидкость ПНИЛ ПФГД ИГЭУ МКА-1-40. Зависимости показывают, что чем выше шероховатость поверхности втулки, контактирующей с магнитной жидкостью в магнитном поле, тем значительнее момент трения во всем диапазоне исследования скорости вращения вала от 500 до 3000 об/мин.

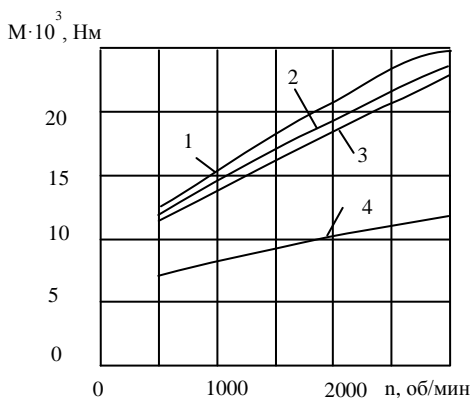


Рис. 3. Зависимости моментов трения от частоты вращения вала при величине шероховатости поверхности: 1 –  $Ra = 7,446$  мкм; 2 –  $Ra = 1,261$  мкм; 3 –  $Ra = 0,36$  мкм, 4 - без магнитной жидкости.

**Выводы.** 1. Проведенные исследования подтвердили теоретические предпосылки, что рост шероховатости поверхностей магнитопроводящих деталей, контактирующих с магнитной жидкостью в магнитном поле, приводит к увеличению сил взаимодействия между магнитной жидкостью и поверхностью детали, и как следствие, увеличению момента трения магнитожидкостного устройства.

2. Для снижения энергетических потерь магнитожидкостных устройств, таких, например, как магнитожидкостное уплотнение, необходимо увеличивать чистоту поверхностей магнитопроводящих



поверхностей деталей, контактирующих с магнитной жидкостью в магнитном поле.

3. Для повышения передаваемых моментов посредством магнитной жидкости, в таких устройствах, как, например, магнитожидкостные муфты, необходимо увеличивать шероховатость поверхностей магнитопроводящих поверхностей деталей, контактирующих с магнитной жидкостью в магнитном поле.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Анурьев В.И. Справочник конструктора-машиностроителя: В 3 т. Т.1. – М.: Машиностроение, 1992 г., 816 с.
2. Перминов С.М. Исследование магнитного поля около шероховатой магнитопроводящей поверхности. Вестник ИГЭУ, №1, 2012, с.31-33.
3. С.М.Перминов, В.А.Полетаев, Т.А.Пахолкова. Исследование магнитного поля в рабочем зазоре с шероховатой магнитопроводящей поверхностью трения электромеханического устройства. Вестник ИГЭУ, 2012. № 2, с. 36-39.

## ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ТОРЦЕВОГО МАГНИТОЖИДКОСТНОГО ГЕРМЕТИЗАТОРА

**Перминов С.М., Полетаев В.А., Казаков Ю.Б., Перминова А.С.**

Ивановский государственный энергетический университет  
имени В.И. Ленина

153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34. Факс: (4932) 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 магнитоожидкостных 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 4-го курса ИГЭУ, обучается по специальности «Электромеханика», занимается студенческой научной работой. Имеет 1 публикацию и 1 патент РФ на изобретение.

При разработке новой техники встречаются задачи, где рационально использовать торцевые магнитоожидкостные герметизаторы (МЖГ) с аксиальным рабочим зазором. В торцевом герметизаторе существует возможность изменения величины рабочего зазора путем перемещения магнитной системы герметизатора вдоль оси вала и регулирования максимально удерживаемого герметизатором перепад давлений. Это позволяет снизить требования к точности изготовления деталей узла и его стоимость, повысить технологичность, сделать герметизатор более универсальным и использовать для широкого круга задач. Недостатком герметизатора с аксиальным рабочим зазором является наличие не компенсированных сил магнитного притяжения. Магнитные силы притяжения между магнитной системой герметизатора и валом воспринимаются подшипниками уплотнения, повышая их момент трения и увеличивая скорость износа.

Магнитная система торцевого МЖГ показана на рис. 1. Кольцевой постоянный магнит 1 имеет радиальную намагниченность, к по-

люсам магнита примыкают полюсные приставки 2, выполненные из

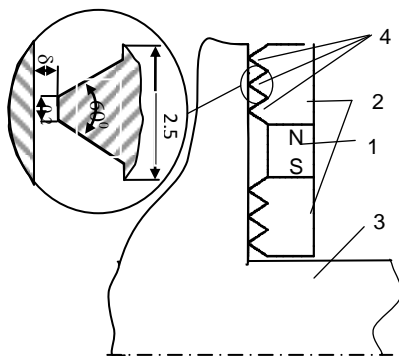


Рис. 1. Торцевой магнитожидкостный герметизатор

магнитомягкого материала, которые образуют с торцевой поверхностью вала или диска 3 рабочий зазор  $\delta$ . На поверхностях полюсных приставок, обращенных к торцевой поверхности вала, выполнены зубцы – концентраторы магнитного поля 4, преобразующие поле рабочего зазора в резко неоднородное. Магнитная жидкость, помещенная в рабочий зазор, втягивается в области с максимальной напряженностью поля, образует между зубцами и торцевой поверхностью вала, герметичные магнитожидкостные кольца-пробки.

**Постановка задачи и способ ее решения.** Характеристики и параметры МЖГ определяются распределением его магнитного поля. В данной работе ставится задача получения подробной картины распределения магнитного поля торцевого МЖГ, выявления его отличительных особенностей, расчет магнитных сил взаимодействия магнитной системы с валом, определение влияния величины рабочего зазора на магнитные силы.

**Методы исследования.** Величина рабочего зазора герметизатора составляет  $0.05 \div 0.15$  мм, поле в зазоре резко неоднородное, поэтому известные средства измерения параметров поля не позволяют его исследовать.

Для определения параметров поля использовалось математическое моделирование магнитного поля с помощью метода конечных элементов. Метод конечных элементов позволяет учитывать нелинейные характеристики применяемых магнитных материалов, достаточно точно воспроизводить границы раздела сред, дифференцированно наносить расчетную сетку с более подробным разбиением в областях с повышенной напряженностью и сложной геометрией и более грубую на периферии исследуемой области. Моделирование позволяет получить развернутое представление картины распределения поля, как в целом, так и по выделенным локальным областям.

Исследовалась магнитная система торцевого МЖГ со следующими параметрами. Постоянный магнит выполнен из магнитотвердого материала самарий-кобальт КС37 в виде кольца длиной 5 мм и высотой сечения 5 мм. Зубцы на полюсной приставке шириной 2,5 мм имеют площадку на острие зубца 0.2 мм, угол  $60^\circ$  между боковыми об-

разующими зубца и поверхностью вала. Рабочий зазор между валом и зубцами составляет 0.1 мм. Полюсные приставки и вал выполнены из стали Ст.3. Принято, что МЖГ заправлен магнитной жидкостью МК 2-40 [1], магнитные характеристики которой сняты по способу [2] и представлены в [3] в виде нелинейных зависимостей  $B=f(H)$ .

**Область исследования, расчетная сетка и граничные условия.** Магнитная система торцевого МЖГ не имеет оси симметрии поэтому рассматривается в полном объеме (рис. 2). Одна из границ расчетной области совпадает с осью вала, остальные три удалены от магнитной системы на расстояние, где магнитное поле рассеяния герметизатора можно считать нулевым. Габариты магнитной системы и расчетной области показаны на рис. 2. Граничные условия: на всех границах, векторный магнитный потенциал равен нулю.

Расчетная сетка выполнялась из треугольных элементов с переменной плотностью, наиболее крупные элементы задавались на удаленных границах области и составляли 0.5 мм, наиболее мелкие в рабочем зазоре 0.002 мм. Вся сетка содержала около 610000 узлов.

**Результаты расчета.**

Расчет магнитного поля на ПК занимал около шести минут времени. На рис. 2 показана полученная картина распределения линий векторного магнитного потенциала магнитной системы торцевого МЖГ.

На рис. 3, а представлено распределение напряженности магнитного поля в зазоре вдоль поверхности вала ( $\Delta=0.01\delta$  – расстояние прямой, на которой представлено распределение напряженности поля, до торцевой поверхности вала). Кривая распределения напряженности магнитного поля под полюсом имеет волнообразный характер. При одинаковой форме зубцов на

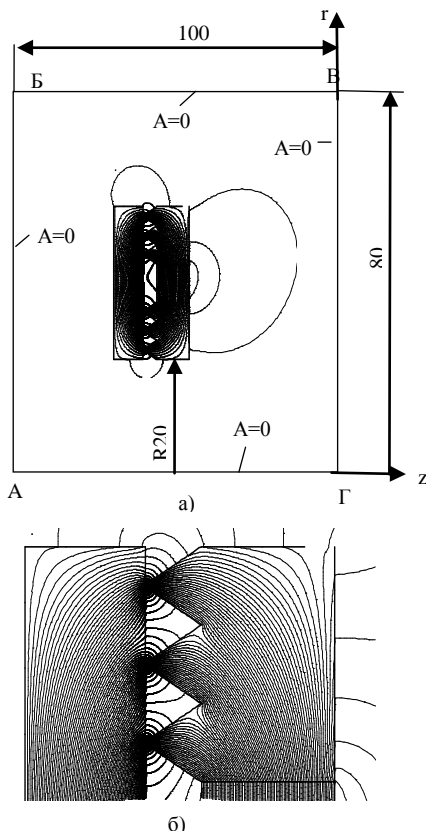


Рис. 2. Картина распределения линий векторного магнитного потенциала МЖГ

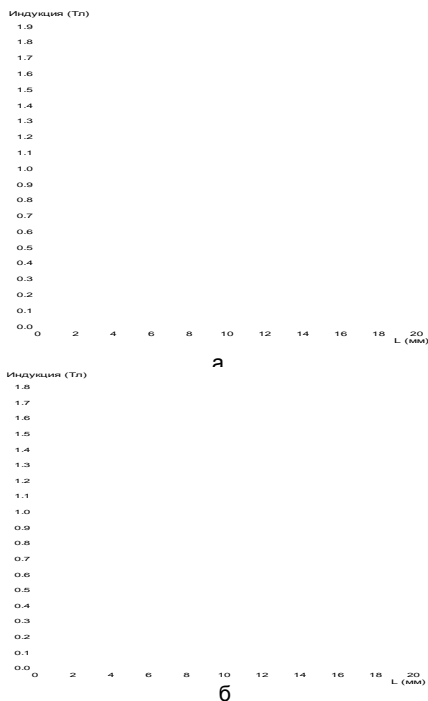


Рис.3. Распределение индукции в рабочем зазоре торцевого уплотнения

полюсной приставке кривые распределения напряженности поля под зубцами имеют практически одинаковый характер, как и в уплотнении с радиальным зазором, максимальная индукция под зубцом снижается при переходе от внутреннего зубца наружному. Чем дальше зубец расположен от постоянного магнита, тем ниже напряженность поля в зазоре. Это связано с падением магнитодвижущей силы магнита на пути потока зубца через полюсную приставку и вал. Снижение напряженности поля в рассматриваемом случае незначительное и не превышает 1%.

МЖГ с аксиальным зазором отличает от герметизатора с радиальным зазором [4] существенная разница средних индукций в рабочем зазоре под разноименными полюсными приставками.

Это обусловлено тем, что зазоры под разноименными полюсами имеют различную площадь сечения. Площадь сечения рабочего зазора, расположенного под внутренней полюсной приставкой, меньше, чем под наружной полюсной приставкой. Средние индукции под разноименными полюсными приставками обратно пропорциональны площадям сечений рабочих зазоров. Чем меньше диаметр вала, тем выше разница средней индукции под разноименными полюсными приставками.

Наличие разницы средней индукции под разноименными полюсными приставками обуславливает разное падение магнитодвижущей силы на разноименных рабочих зазорах. В рассматриваемом примере падение МДС в зазоре под внутренним полюсом 1,65 раза выше, чем в зазоре под наружным полюсом.

Разницу средних индукций и падения МДС под разноименными полюсными приставками можно сократить, выполнив на наружной полюсной приставке количество зубцов меньше, чем на внутренней полюсной приставке. На рис.3, б показано, как изменилось распреде-

ление поля в рабочем зазоре рассматриваемого герметизатора, при уменьшении числа зубцов на внешней полюсной приставке с 3 до 2. Различие МДС, при этом составляет около 7%.

**Магнитные силы.** Величина магнитных сил определяется геометрией магнитной системы, свойствами используемых материалов, величиной рабочего зазора. Расчет магнитных сил для исходной геометрии герметизатора показал, что они значительны, примерно, в 260 раз превышают вес самой магнитной системы герметизатора. В торцевых герметизаторах с аксиальным рабочим зазором магнитные силы направлены вдоль оси вала, не уравниваются, как в МЖГ с радиальным зазором, и полностью воспринимаются опорными подшипниками уплотнения. Во время работы узла герметизации магнитные силы постоянно, однонаправленно нагружают опорные подшипники, что повышает момент подшипников и стимулирует их износ. На рис. 4 показано, как меняются силы притяжения магнитной системы МЖГ с изменением зазора.

Незначительные уменьшение величины рабочего зазора приводят к существенному увеличению магнитных сил притяжения. При износе подшипников рабочий зазор уменьшается, магнитные силы притяжения между валом и магнитной системой возрастают, что дополнительно увеличивает момент трения узла и интенсивность износа подшипников. Эта особенность работы торцевого МЖГ с аксиальным рабочим зазором требует регулярного контроля величины рабочего зазора для обеспечения высокого ресурса узла.

#### Регулирование удерживающей способности торцевого МЖГ.

В рассматриваемых герметизаторах возможно использование несложных способов и механизмов регулировки величины рабочего зазора. Возможность изменение зазора позволяет регулировать максимально удерживаемый герметизатором перепад давлений. На рис. 5 показана зависимость удерживаемого перепада давлений от величины рабочего зазора. Характер зависимости нелинейный, что обусловлено использованием в магнитной системе нескольких взаимосвязанных нелинейных магнитных сред.

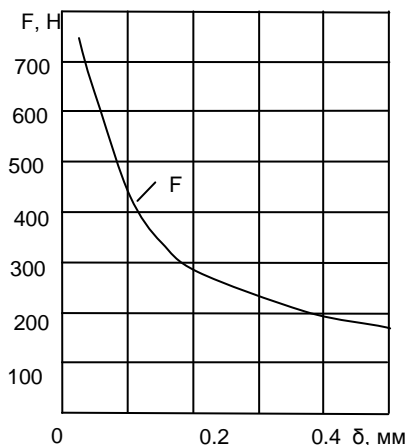


Рис. 4. Зависимость сил притяжения магнитной системы от величины рабочего зазора торцевого МЖГ

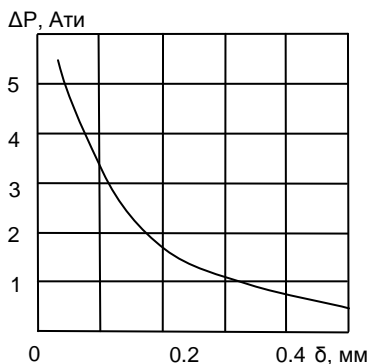


Рис. 5. Зависимость максимально удерживаемого перепада давлений от величины рабочего зазора торцевого МЖГ

Возможность регулировки максимально удерживаемого герметизатором перепада давлений позволяет перенастраивать уплотнение под меняющиеся режимы технологических процессов оборудования, компенсировать временные изменения физических свойств магнитных жидкостей в рабочем зазоре, использовать уплотнение как предохранительный клапан в аварийном режиме.

**Заключение.** Таким образом, исследование магнитного поля торцевого МЖГ методом конечных элементов позволило получить подробную и доста-

точно точную картину распределения его магнитного поля, выявить основные особенности распределения напряженности поля в рабочем зазоре и окружающей магнитную систему пространстве, показать отличия МЖГ с аксиальным рабочим зазором от герметизаторов с радиальным зазором. Полученные результаты позволяют более качественно производить проектирование, заправку, испытания и эксплуатацию торцевых МЖГ.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Магнитные жидкости, [www// isru.ru](http://www.isru.ru) - Сайт Проблемной научно-исследовательской лаборатории прикладной феррогидродинамики ИГЭУ.
2. Перминов С.М. , Перминова А. С. Способ и устройство для измерения намагнитченности жидкого вещества, в частности, магнитной жидкости. Патент на изобретение РФ №2402032., Заявл. 19.01.2009. №2009101546, Оpubл. в Б.И. №29, 20.10.2010, МПК G 01R 33/12.
3. С.М.Перминов. Разработка способа, устройства и методики измерения намагнитченности нанодисперсной магнитной жидкости // Вестник ИГЭУ. – 2009. - № 3.
4. С.М.Перминов. С.М.Перминов, В.А.Полетаев, Т.А.Пахолкова, А.С.Перминова. Исследование магнитного поля рабочего зазора магнитожидкостного герметизатора классической конструкции. Вестник ИГЭУ, 2011. № 5, с. 42–46

## РАЗРАБОТКА КОНСТРУКЦИИ МАГНИТОРЕОЛОГИЧЕСКОГО ВИБРОДЕМПФЕРА

**Шурыгин А.М., Шурыгин М.Н., Крылов Н.И.**

Ивановский государственный энергетический университет  
имени В.И. Ленина

153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34. Факс: (4932) 38-57-01;  
e-mail: elmash@em.ispu.ru



Шурыгин Андрей Михайлович окончил ИГЭУ в 2002 году. В 2007 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме: «Разработка методов управления импульсно-фазовыми электроприводами с бесколлекторными двигателями для испытательной техники». Имеет 46 научных публикаций, в том числе 13 статей, 2 патента РФ, 1 свидетельство РФ об официальной регистрации программы для ЭВМ, 2 статьи в иностранных журналах. В настоящее время является доцентом кафедры «Технология автоматизированного машиностроения» ИГЭУ.



Шурыгин Михаил Николаевич окончил ИЭИ в 1977 году. В 1989 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме: «Разработка методик уточненного расчета магнитных полей в трансформаторах и реакторах». Имеет 60 научных публикаций, в том числе 20 статей, 3 патента РФ, 2 статьи в иностранных журналах. В настоящее время является доцентом кафедры «Электромеханика» ИГЭУ. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами Министерства образования РФ.



Крылов Николай Иванович окончил ИЭИ в 1972 году. В 1978 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме: «Повышение виброустойчивости РМТОП». Имеет 62 научные публикации, в том числе 36 статей, 1 авторское свидетельство на изобретение, 2 патента РФ, 5 статей в иностранных журналах. С 1986 по 1993 год являлся доцентом кафедры Т и ПМ ИЭИ. С 1993 года по настоящее время работает в должности начальника сектора технических расчетов в ОАО «Автокран».

В настоящее время в связи с возрастанием требований к надежности и точности работы технических устройств наиболее перспективными средствами виброизоляции являются магнитореологические вибродемпферы (МРВД). Использование нанодисперсной магнитореологической суспензии (МРС), изменяющей свою намагниченность и приведенную вязкость при воздействии внешнего магнитного поля,



позволяет разрабатывать демпфирующие устройства, работающие в широком частотном диапазоне [1, 2].

Эффект изменения вязкоупругих свойств обуславливается изменением ориентации анизодиаметрических агрегатов в магнитном поле. Единичный объем МРС обладает вязкоупругими свойствами в результате воздействия на этот объем силы  $\vec{P}_v$  со стороны внешнего магнитного поля:

$$\vec{P}_v = \mu_0 \left( \vec{M} \nabla \right) \vec{H},$$

где  $\mu_0$  – магнитная проницаемость вакуума;  $\vec{M}$  – намагниченность МРС;  $\vec{H}$  – напряженность магнитного поля.

Применимость той или иной реологической модели для описания течения МРС заключается в замене истинной зависимости напряжения сдвига от градиента скорости течения некоторым уравнением, которое достаточно точно описывает экспериментальную кривую течения МРС в выбранном диапазоне скоростей сдвига. Анализ диссипативного поведения МРВД позволяет сделать вывод, что с точки зрения колебательного процесса МРС обладает как вязкостным, так и гистерезисным трением. Поэтому для того, чтобы включить одну из реологических моделей МРС в динамическую схему МРВД, эту модель необходимо интерпретировать как зависимость силы демпфирования, обусловленной магнитными свойствами МРС, от скорости движения виброзащищаемого объекта.

Расчет электродинамических усилий вибродемпфера, а также параметров его магнитной системы предполагает в своей основе решение задачи расчета осесимметричного стационарного магнитного поля. В общем случае задача ставится как нелинейная и решается численным методом, позволяющим практически без упрощений учесть реальную геометрию исследуемого объекта, а также неоднородность и нелинейные свойства сред.

Ввиду того, что математическая модель МРВД является физически сложной и нелинейной, для оценки параметров этой модели разработан алгоритм идентификации.

Для решения задачи идентификации параметров математической модели МРВД наиболее приемлемыми оказались методы идентификации, основанные на оптимизации квазиныютоновского типа, при которой проводится минимизация нелинейного функционала.

Математическая модель осесимметричного магнитного поля и алгоритм идентификации параметров МРВД реализованы в виде интерактивных подсистем, каждая из которых имеет модульную структуру.

Разработанные математическая модель магнитного поля и динамическая модель вибродемпфера позволили спроектировать и изготовить МРВД, диссипативным элементом которого является МРС.

Конструктивно вибродемпфер выполнен в виде цилиндра из мягкой стали наружным диаметром 45 мм и длиной 170 мм, внутри которого перемещается поршень. Конструкция обеспечивает возвратно-поступательное перемещение поршня, его осевое вращение, то и другое совместно.

На цилиндре и поршне имеется резьбовое соединение, предназначенное для крепления вибродемпфера к виброзащищаемому объекту. Поршень выполнен наборным и состоит из стальных сердечников и трех катушек возбуждения магнитного поля, каждая из которых имеет по 1340 витков и выполнена проводом ПЭВ-2 диаметром 0,35 мм. В зазоре между поршнем и наружным цилиндром находится МРС. Введение дополнительного зазора между поршнем и штоком, заполненного МРС, позволило увеличить усилие демпфирования. МРС уверенно удерживается в воздушных зазорах при индукции магнитного поля в них от 0,45 до 0,7 Тл. Для предотвращения утечки МРС из зазоров при отсутствии магнитного поля на вибродемпфере установлены уплотнения.

При перемещении поршня относительно цилиндра возникает сопротивление сдвигу в слоях МРС, причем это сопротивление тем больше, чем выше значение индукции в рабочих зазорах.

Вибродемпфер представленной конструкции имеет следующие технические характеристики:

- развиваемое усилие – до 16 кг;
- собственная масса – 1,2 кг;
- диапазон демпфируемых частот – от 2 до 2000 Гц;
- остаточные вибрации – не более 20 дБ;
- напряжение питания – от 6 до 12 В;
- потребляемая мощность – от 10 до 20 Вт.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Шурыгин А. М., Крылов Н. И., Шурыгин М. Н. Разработка средств гашения колебаний машин и механизмов // Приборы и системы. Управление, контроль, диагностика. – 2009. – № 7. – С. 15-18.
2. Шурыгин А. М., Шурыгин М. Н., Крылов Н. И. Диагностика параметров магнитогеологического гасителя колебаний приборов и станков // Доклады независимых авторов : периодическое многопрофильное научно-техническое издание. – Россия-Израиль : DNA, 2008. – Вып. 10. – С. 109-116.

## МАГНИТОЖИДКОСТНЫЕ ГЕРМЕТИЗАТОРЫ АГРЕССИВНЫХ СРЕД ХИМИЧЕСКИХ РЕАКТОРОВ

**Сайкин М.С.**

Ивановский государственный энергетический университет  
имени В.И. Ленина  
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34. Факс: (4932) 41-60-10;  
e-mail: Saikin@eef.ispu.ru



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. Щелькалов Юрий Яковлевич, научный консультант – д.т.н., проф. Казаков Юрий Борисович. Имеет 126 публикаций, в том числе 37 статей и 35 разработок, защищённых охранными документами. С 2000 доцент кафедры теоретических основ электротехники и электротехнологий, «Заслуженный изобретатель России».

Герметизация вращающихся валов химических реакторов является актуальной задачей химического машиностроения. Полное отсутствие утечек из объёма реактора способствует решению нескольких задач: во-первых улучшению экологической обстановки в атмосфере цеха, во-вторых защите химической среды в реакторе от попадания воздуха, что часто приводит к нарушению технологического процесса и, как следствие, браку продукции.

Обычные торцевые уплотнения [1] не обеспечивают полной герметичности объёма реактора, поэтому целесообразно использовать магнитожидкостные герметизаторы (МЖГ).

При разработке МЖГ для химических реакторов решались следующие задачи:

- выбор магнитной жидкости (МЖ), материалов магнитопровода и конструкционных материалов, обеспечивающих работоспособность при контакте с агрессивной средой при повышенных температурах;
- разработка защитных элементов для снижения воздействия агрессивной среды на МЖ и постоянные магниты;
- разработка системы охлаждения МЖГ;
- разработка конструктивных элементами компенсации осевых и угловых колебаний вала до 1 мм;

Для решения первой задачи необходимо, чтобы при герметизации агрессивных сред МЖ не смешивалась и химически не взаимодействовала с уплотняемой средой. Проведённые термоиспытания магнитной жидкости на лабораторном оборудовании и в составе МЖГ, установленном на реакторе показали, что МЖ изготовленная на фторорганической основе [2] наиболее устойчива к воздействию не только гексана, хлороформа, толуола, ацетона, но также высокоактивных растворителей, как N,N – диметилформамид и тетрагидрофуран.

Выбор конструкционных материалов и материалов магнитопровода МЖГ производится в соответствии с его коррозионной стойкостью к уплотняемой среде [3]. Так, к азотной и серной кислотам коррозионной стойкостью обладают стали марок: 08X13, 12X13, 12X17, 15X28, 20X13, 30X13, 40X13, X18H9T, X18H10T, 12X18H10T. Эти стали устойчиво работают при средних концентрациях (20–60%) для азотной кислоты и высоких концентрациях (90 – 100%) для серной кислоты при температурах от 20 до 60<sup>0</sup>С. К воздействию фосфорной кислоты устойчивы стали 08X17T, 15X28 при её различных концентрациях до температуры 60<sup>0</sup>С, X18H9T и X18H10T до температуры 100<sup>0</sup>С. Стали Н70МФВ–ВИ, 08X21Н6М2Т обладают коррозионной стойкостью до температуры 140<sup>0</sup>С при различных концентрациях.

Следует отметить, что коррозионная стойкость стали повышается с улучшением чистоты обработки поверхности.

Каждая из сталей обладает коррозионной стойкостью лишь в определённом диапазоне концентраций и температур для различных сред. Поэтому с целью унификации МЖГ по коррозионной стойкости к большому числу агрессивных сред необходимо введение защитных конструкционных элементов. Кроме того, большинство сталей обладают коррозионной стойкостью лишь до температуры 100<sup>0</sup>С. Поэтому для обеспечения их работоспособности в течение длительного времени должна быть предусмотрена система охлаждения.

Для решения второй задачи предложен защитный элемент, который выполнен в виде гидрозатвора обратного типа. Он установлен перед МЖГ, а все его элементы выполнены из фторопласта. В качестве запорной жидкости используются малоиспаряемые химически стойкие жидкости. Это позволяет исключить воздействие агрессивной среды и тепловых потоков реактора непосредственно на детали и МЖ.

Кроме этого, предложена конструкция рис. 1 [4] у которой постоянные магниты полностью вынесены в атмосферу.

Конструкция МЖГ состоит из постоянного магнита 1, магнитопроводных частей внешней составной полюсной приставки 2 и 3, вала 4, внутренней полюсной приставки 5. Между полюсными при-

ставками находится втулка 6, изготовленная из немагнитопроводного материала. Рабочие зазоры  $\delta_1$  и  $\delta_2$  заполнены МЖ 7.

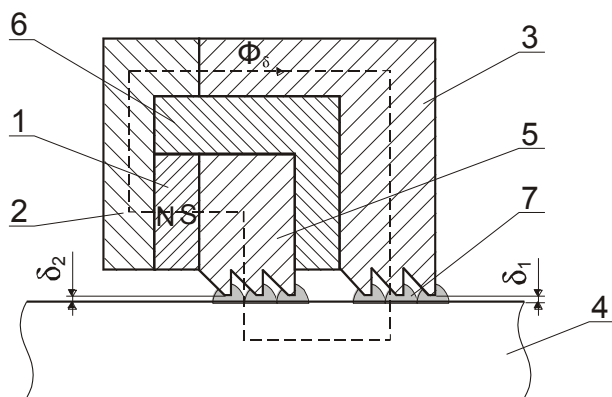


Рис. 1. МЖГ для валов химических реакторов

Конструктивная особенность этого МЖГ состоит в том, что одна из полюсных приставок является внешней и выполнена составной. Одна из её частей 2, расположенная с внешней стороны герметизируемой среды и примыкает к торцевой поверхности постоянного магнита 1, имеет возможность быстрого монтажа и демонтажа. Это позволяет регулировать эксплуатационные характеристики МЖГ за счёт изменения параметров магнитного поля в рабочих зазорах  $\delta_1$  и  $\delta_2$  при выборе магнитов с разными энергетическими характеристиками для работы в заданном эксплуатационном режиме.

Предлагаемая конструкция МЖГ позволяет полностью исключить контакт постоянных магнитов с уплотняемой средой, что особенно важно при герметизации агрессивных сред.

Для решения третьей задачи предусмотрена система водяного охлаждения. Вода постоянно циркулирует по охлаждающему объёму, охватывающему герметизатор. Система охлаждения может быть выполнена внутри полюсных приставок. Применение системы охлаждения позволяет снизить температуру МЖ в рабочем зазоре МЖГ на 40–60<sup>0</sup>С.

Для решения четвёртой задачи разработано устройство развязки от биений вала на основе резины, которое находится между валом и вращающимся элементом и компенсирует угловые и осевые колебания вала. Для уменьшения воздействия тепла, поступающего от вала, установлено

тепловое сопротивление лабиринтного типа. Оно позволяет снизить температуру на поверхности вала от 200 °С до 100 °С в месте установки резины. В этом случае полностью исключён перегрев резиновых колец, воспринимающих и компенсирующих биение вала, каждое из которых воспринимает аксиальную и радиальную составляющую биений.

Решение вышеуказанных задач позволило разработать МЖГ на диаметры уплотняемых валов 95 мм и 110 мм, при этом внутренние объёмы реакторов составляли 6 м<sup>3</sup> и 10 м<sup>3</sup> (рис. 2).

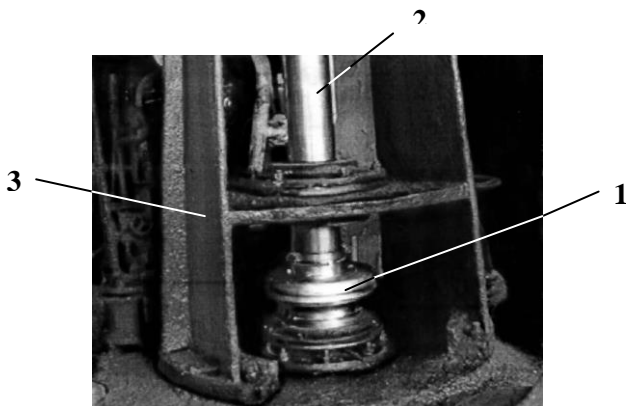


Рис. 2. Общий вид МЖГ химического реактора:  
1 – герметизатор; 2 – вал мешалки реактора; 3 – станина привода

Применение МЖГ для герметизации вращающихся валов мешалок химических реакторов позволит снизить брак продукции и исключить утечки ядовитых веществ, тем самым уменьшить загрязнение окружающей среды, повысить взрыво- и пожаробезопасность оборудования.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Мельник В.А., Торцовые уплотнения валов: справочник. – М.: Машиностроение, 2008. – 320 с.
2. Курченков А.Г. Магнитные жидкости – новый эффективный материал.// Механизация и автоматизация. – 1990. – №4. – С.34-35.
3. Томашов Н.Д., Чернова Г.П. Теория коррозии и коррозионностойкие конструкционные сплавы. – Л.: Химия 1988. – 358 с.
4. Сайкин М.С., Морозова Д.Ю., Фёдорова О.Е. Магнитожидкостное уплотнение. Патент на полезную модель, Российская Федерация N 113325, МКИ F16J 15/54, Приоритет от 12.10.2011, опубли. 10.02.2012, Бюл. N 4.

## ИССЛЕДОВАНИЕ НА ОПЫТНОМ ОБРАЗЦЕ МАГНИТОЖИДКОСТНОГО СЕПАРАТОРА ПРОЦЕССОВ РАЗДЕЛЕНИЯ НЕМАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПО ПЛОТНОСТИ

**Страдомский Ю.И., Филиппов В.А., Арефьев И.М., Арефьева Т.А.,  
Казаков Ю.Б.**

Ивановский государственный энергетический университет  
имени В.И. Ленина  
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34. Факс: (4932) 38-57-85;  
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 153 трудов, в том числе 1 монографию, 39 статей, 15 авторских свидетельств, 2 патента РФ, 1 свидетельство РФ на полезную модель, 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.



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 60 научных публикаций, в том числе 12 статей, 3 статьи в иностранных журналах. В настоящее время является старшим 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 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).



Казakov Юрий Борисович окончил Ивановский энергетический институт в 1976 г. В 2000 г. защитил докторскую диссертацию. 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, член-корреспондент АЭН РФ.

Несмотря на значительное количество работ по магнитожидкостным сепараторам [1÷4] происходящие в них физические процессы изучены не настолько глубоко, чтобы иметь качественную методику их проектирования. Целью настоящей работы является экспериментальное исследование влияния плотности, размера, начальной скорости движения частиц, интенсивности магнитного поля, угла наклона полюсных наконечников на эффективность процесса магнитожидкостной сепарации. Результаты эксперимента способствуют уточнению влияния технологических факторов на процесс сепарации и совершенствованию теории этого процесса.

#### **Описание опытного лабораторного образца сепаратора**

Экспериментальная установка (рис. 1) реализует принцип действия статического магнитожидкостного сепаратора (МЖС) (рис. 2). Установка сконструирована на базе электромагнита постоянного тока ФЛ-1 (поз. 1 на рис. 1), созданного на экспериментальном производстве физического факультета МГУ. К полюсам электромагнита прикреплены полюсные наконечники гиперболического профиля (поз. 2). На наконечниках закреплены тонкие немагнитные накладки (поз. 3), исключающие непосредственный контакт магнитной жидкости (МЖ) с поверхностью полюсных наконечников, что способствует полному удалению МЖ из рабочего зазора сепаратора после отключения тока в обмотке электромагнита. После подачи тока в обмотку электромагнита МЖ заливается в рабочий зазор сепаратора между полюсными накладками. Положение МЖ в зазоре зависит от распределения по его высоте магнитной индукции  $B$ , заливаемого объема МЖ, ее намагниченности и плотности. Немагнитные накладки на положение МЖ не влияют.



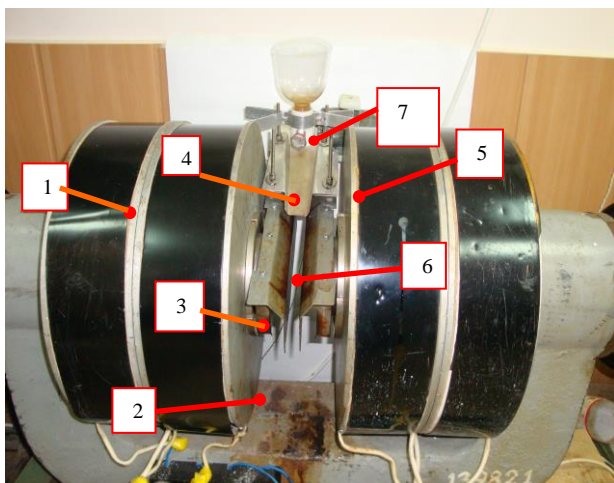


Рис. 1. Экспериментальная установка, реализующая принцип действия статического магнитожидкостного сепаратора: 1 – электромагнит ФЛ-1; 2 – полюсный наконечник; 3 – немагнитная накладка; 4 – подающее устройство; 5 – электродвигатель; 6 – лоток подающего устройства; 7 – бункер.

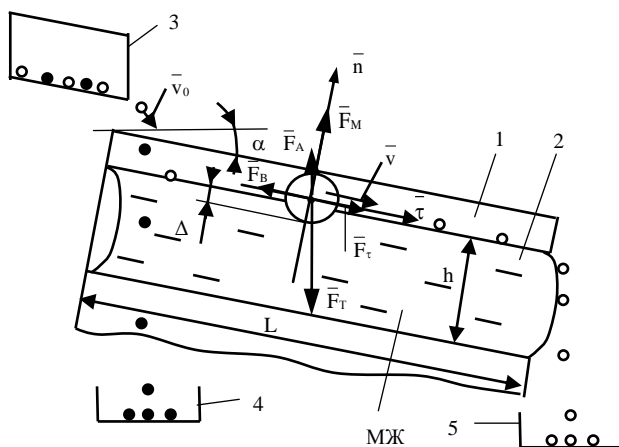


Рис. 2. Движение немагнитных частиц в магнитожидкостном сепараторе: 1 – полюсный наконечник; 2 – магнитная жидкость; 3 – загрузочное устройство; 4 и 5 – приемные контейнеры для тяжелой и легкой фракций соответственно

В начале рабочей зоны сепаратора установлено устройство для подачи смеси разделяемых материалов (поз. 4). Вибрация лотка (поз. 6) подающего устройства осуществляется эксцентриком, насаженным на вал микроэлектродвигателя (поз. 5). Частота вибрации регулируется путем изменения частоты вращения вала двигателя за счет величины напряжения на нем  $U_d$ , а амплитуда вибрации – за счет подбора эксцентрика. Угол наклона поверхности лотка к поверхности МЖ также может изменяться. Все это влияет на начальную скорость  $\bar{v}_0$  вхождения немагнитной частицы в МЖ. Имеется возможность устанавливать полюсные наконечники вместе с немагнитными накладками под различным углом  $\alpha$  к горизонту (рис. 2), а также изменять минимальное значение  $\delta$  рабочего зазора. Под полюсными наконечниками размещаются приемники тяжелой и легкой фракций (поз. 4 и поз. 5 на рис. 2).

### Исследование на опытном образце сепаратора процессов разделения немагнитных материалов по плотности

Были проведены исследования влияния на процесс сепарации немагнитных материалов их плотности, размеров частиц, интенсивности магнитного поля,

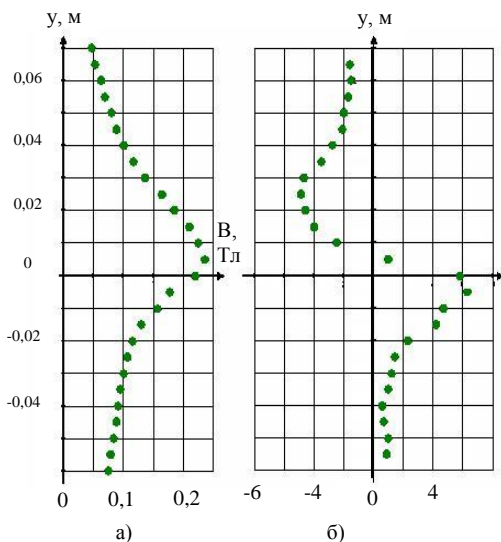


Рис. 3. Изменение по высоте рабочего зазора МЖС магнитной индукции  $B$  - (а) и её градиента  $|\nabla B|$  - (б).

угла наклона полюсных наконечников, начальной скорости движения частиц. Неизменными оставались: тип используемой магнитной жидкости МКС 003-60, приготовленной на полиэтилсилоксане ПЭС-1 и имеющей намагниченность насыщения  $M_s=30\text{кА/м}$ ; минимальное значение рабочего зазора между полюсными наконечниками  $\delta=24,5\text{мм}$ ; заливаемый объем магнитной жидкости  $V_{\text{МЖ}}$

=120мл, что при длине полюсных наконечников  $L=200\text{мм}$  и  $\delta=24,5\text{мм}$  дает высоту столба магнитной жидкости в зазоре  $h = 30\text{мм}$  (рис. 1).

Изменение индукции  $B$  по высоте средней линии зазора  $Oy$  и ее градиента  $\partial B / \partial y$  для принятого значения  $\delta=24,5\text{мм}$  (рис.1) при токе в обмотке электромагнита  $I=2\text{А}$  представлено на рис. 3. Для других значений токов значения  $B$  и  $\partial B / \partial y$  можно пересчитать пропорционально изменению тока, поскольку магнитная система экспериментальной установки не насыщена.

При исследованиях использовались алюминиевые, медные и свинцовые частицы цилиндрической формы диаметром  $d=0,8\div 5,6\text{мм}$  и длиной  $l=6\div 10\text{мм}$ . На начальном этапе для различных материалов определялись граничные значения токов, при которых данный вид материала переходил из ранга легкой фракции (плавает на поверхности МЖ) в ранг тяжелой фракции (тонет в МЖ).

С этой целью производилось наблюдение за процессом движения частиц в рабочем зазоре МЖС при  $\alpha=10^\circ$ ,  $\bar{v}_0 \neq 0$  (значение напряжения на двигателе устанавливалось  $U_{\text{д}}=50\text{В}$ ) и для различных значений токов  $I$  в обмотке электромагнита. Фиксировались поступающий в МЖС объем частиц  $V$  и объемы частиц, выпадающих в каждой легкой  $V_{\text{л}}$  и тяжелой  $V_{\text{т}}$  фракций. На рис. 3 представлено изменение объемного коэффициента легкой фракции  $k_{\text{л}} = V_{\text{л}}/V$  от величины тока  $I$ . Плавное изменение  $k_{\text{л}}$  в некотором диапазоне регулирования тока (к примеру, для меди в пределах  $1,5\text{А} < I < 3\text{А}$ ) объясняется влиянием на процесс движения частиц в МЖ вектора начальной скорости  $\bar{v}_0$ , с которой частица входит в МЖ из загрузочного устройства. Для различных частиц значения  $\bar{v}_0$  по модулю и направлению имеют случайный характер, изменяясь в некотором интервале. Под влиянием приобретенной кинетической

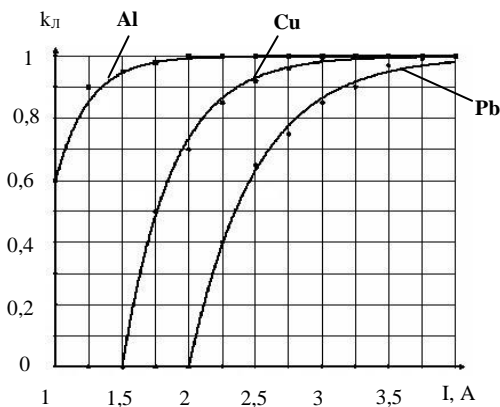


Рис. 4. Зависимость объемного коэффициента легкой фракции  $k_{\text{л}}=V_{\text{л}}/V$  от величины тока  $I$  в обмотке электромагнита

энергии некоторые частицы проваливаются через слой МЖ, не успевая подняться на поверхность, и оказываются в приемном контейнере тяжелой фракции МЖ. Некоторые же частицы замедляют свое погружение, двигаясь вдоль верхней поверхности, и в конечном итоге попадают в приемный контейнер легкой фракции.

Зависимости  $k_{Л}(I)$  позволяют оценить качество работы МЖС при разделении различных материалов. Для принятой в экспериментальной установке конфигурации рабочего зазора МЖС следует ожидать хорошее качество разделения материалов алюминий – медь при токе в обмотке электромагнита  $I = 1,5A$  и алюминий – свинец при  $I = 1,5÷2A$ , так как в этом случае для алюминия  $k_{Л} = 1$  (частицы движутся по верхней наклонной поверхности МЖ), а для меди и свинца  $k_{Л}=0$  (частицы тонут в МЖ). Качественное разделение материалов медь – свинец для выбранной в опыте геометрии рабочего зазора осуществить невозможно, так как не удается подобрать такое значение тока  $I$ , при котором для меди  $k_{Л} = 1$ , а для свинца  $k_{Л} = 0$ .

Далее были проведены исследования движения частиц по наклонной поверхности МЖ (длиной  $L_{МЖ} = 160\text{мм}$ ) при  $\alpha=10^{\circ}$ ,  $15^{\circ}$  и  $20^{\circ}$  при различных значениях тока  $I$ . Начальная скорость движения частиц отсутствовала  $\bar{v}_0 = 0$ . Фиксировалось время скатывания  $t_{СК}$  частиц по поверхности МЖ.

Равномерное движение частицы по наклонной поверхности МЖ происходит под действием касательной силы  $\bar{F}_{\tau}$  (рис.1). Скорость  $v$  движения частицы определяется из условия равенства касательной  $F_{\tau}$  и вязкостной  $F_{В}$  сил. Величина последней зависит от объема погружения частицы  $V_{П}$ , который находится из равенства проекций всех сил на нормаль  $\bar{n}$  к поверхности МЖ (рис. 2).

Влияние исследуемых факторов (плотности и размеров частиц, тока  $I$  в обмотке электромагнита, угла наклона  $\alpha$  полюсных наконечников) проявляется в следующем:

- при уменьшении диаметра  $d$  и длины  $l$  цилиндрических частиц их объем  $V$  и действующая на них сила тяжести  $F_{Т}$  уменьшаются, что вызывает уменьшение касательной движущей силы  $F_{\tau}$  частиц. В результате время их скольжения  $t_{СК}$  по наклонной поверхности МЖ увеличивается;

- увеличение  $\alpha$  приводит к росту силы  $F_{\tau}$  и, как следствие, к уменьшению времени  $t_{СК}$ ;

- при уменьшении тока  $I$  напряженность  $H$  магнитного поля и модуль ее градиента  $|\nabla H|$  в зазоре МЖС уменьшаются. Для сохранения со-

стояния плавания частицы на поверхности МЖ выталкивающая сила магнитного происхождения  $F_M$  не должна изменяться. Это приводит к большому погружению частицы в МЖ и увеличению объема погружения  $V_{II}$ . В итоге вязкостная сила  $F_B$  увеличивается и время  $t_{СК}$  растет;

– при уменьшении плотности материала частиц действующая на них сила тяжести  $F_T$  также уменьшается и явление полного погружения частиц в МЖ наблюдается при меньшем значении тока  $I$ .

На завершающем этапе осуществлялось физическое моделирование процесса работы МЖС. Исследовалось непрерывное движение медных и алюминиевых частиц объемом  $V=40\text{см}^3$ , поступающих на наклонную поверхность МЖ с начальной скоростью  $\bar{v}_0$  за счет вибрации лотка подающего устройства с неизменными значениями амплитуды и частоты. Полусные наконечники устанавливались к горизонту под углом  $\alpha=10^\circ, 15^\circ, 20^\circ$ . Ток в обмотке электромагнита изменялся в пределах  $I = 1\div 3\text{А}$ . Измерялось время движения частиц по поверхности МЖ в касательном направлении  $\bar{\tau}$  (рис. 2).

Прослеживаются следующие закономерности:

– при уменьшении тока  $I$  в обмотке электромагнита частицы в большей мере погружаются в МЖ. Для медных частиц движение по поверхности прекращается при  $I = 1,5\text{А}$ , для алюминиевых – при  $I = 1\text{А}$ ;

– при неизменных параметрах вибрации лотка подающего устройства скорость движения алюминиевых частиц по поверхности МЖ больше, чем медных, так как они имеют меньшую плотность;

– в случае одновременной подачи медных и алюминиевых частиц при токе  $I = 1,5\text{А}$  происходит их качественное разделение с отсутствием засоренности;

– засоренность продуктов разделения отсутствует, если значения угла наклона полюсных наконечников  $\alpha$ , рабочей длины МЖ  $L_{МЖ}$ , проекций начальной скорости движения частиц в МЖ  $v_{0r}$  и  $v_{0n}$  (рис. 2) не превышают взаимосвязанных предельных значений ( $\alpha < \alpha_{пр}$ ,  $L_{МЖ} < L_{МЖпр}$ ,  $v_{0r} < v_{0rпр}$  и  $v_{0n} < v_{0nпр}$ ).

#### 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. Кравченко Н.Д. Магнитная сепарация отходов цветных металлов / Н.Д. Кравченко, В.И. Карамзин. М.: Металлургия, 1986. 120 с.
4. Коняев А.Ю. Магнитные и электротехнические методы обогащения сырья и переработки отходов / А.Ю. Коняев, С.Л. Назаров. – Екатеринбург: ГОУ ВПО УГТУ – УПИ, 1995. 88с.

## **РАЗРАБОТКА ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА РАСЧЕТА ДВИЖЕНИЯ РАЗДЕЛЯЕМЫХ ЧАСТИЦ В МАГНИТОЖИДКОСТНОМ СЕПАРАТОРЕ**

**Филиппов В.А.**

Ивановский государственный энергетический университет  
имени В.И. Ленина

153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34. Факс: (4932) 38-57-85;  
e-mail: office@politech.ivanovo.ru

Для регулируемого разделения немагнитных материалов по плотности с высокой точностью и производительностью эффективно применение магнитожидкостных сепараторов (МЖС) [1, 2]. В то же время отсутствие корректных методик расчета процесса сепарации, делает затруднительной задачу разработки новых и совершенствования существующих конструкций МЖС.

Движение разделяемых в МЖС частиц определяет эффективность и точность их сепарации. Разработан программный комплекс для расчета движения разделяемых частиц в магнитожидкостном сепараторе, объединяющий расчеты математических моделей в пакетах Elcut, Matlab, Mathcad и Excel. Разработана и отлажена программная процедура взаимодействия этих пакетов, в которой результаты расчета моделей в одном пакете автоматически передаются в другой и используются в качестве исходных данных. Таким образом, задавшись требуемыми параметрами разрабатываемого сепаратора (длина рабочей зоны, диапазон регулирования интенсивности магнитного поля, конфигурация рабочей зоны, плотность и размеры частиц и др.), на выходе мы получаем интересующие нас характеристики: распределение давлений, а следовательно распределение сил действующих на немагнитную частицу внутри магнитной жидкости, траектории движения частиц, и др. Основываясь на этом можно скорректировать соответствующие параметры МЖС. На рис. 1, а представлена модель задачи в пакете Elcut, где в результате конечно элементного расчета магнитного поля программный комплекс определяет значения распределения поля в зазоре МЖС. Полученные данные экспортируются в Excel, где происходит их подготовка к дальнейшей передаче в Matlab. На рис. 2 изображено распределение уровней давления в магнитной жидкости заданного МЖС, которое было рассчитано на основании результатов предыдущих расчетов в пакетах Elcut и Excel. Из картины распределения уровней давлений видно, что в отличие от обычной жидкости здесь линии одинакового давления распределены неравномерно, поэтому на немаг-

нитную частицу в различных областях магнитной жидкости (МЖ) будут действовать различные усилия.

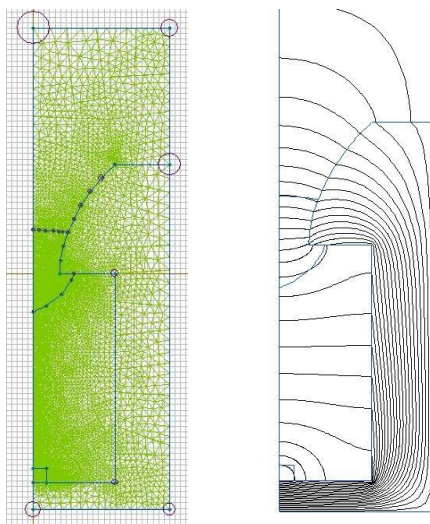


Рис. 1. Постановка задачи и результат решения в пакете Elcut

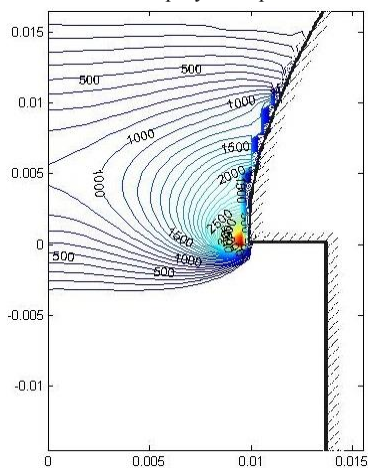


Рис. 2. Картина распределения уровней давлений в МЖ

Далее полученные результаты используются пакетом Mathcad, где рассчитывается система уравнений, основанная на законах Ньютона и законах движения тел в вязкой жидкости. Здесь учитывается вязкость МЖ, плотность и размер частицы, степень ее погружения в МЖ. Для расчета траектории частицы, при движении в рабочем зазоре МЖС, была принята следующая модель. На немагнитную частицу с плотностью  $\rho$  и объемом  $V$  в магнитной жидкости с плотностью  $\rho_{ж}$  и намагниченностью  $M$ , действуют четыре силы (рис. 3): сила тяжести  $\vec{F}_T = \rho \cdot \vec{g} \cdot V$ , сила Архимеда  $\vec{F}_A = -\rho_{ж} \cdot \vec{g} \cdot V$ , выталкивающая сила со стороны МЖ

$$\vec{F}_M = -\mu_0 \cdot M \cdot \nabla H \cdot V, \quad (1)$$

где  $\nabla H$  – градиент напряженности магнитного поля, и сила сопротивления  $\vec{F}_B$ , обусловленная вязкостью МЖ, определяемая формулой Стокса

$$\vec{F}_B = -3\pi \cdot \eta \cdot d \cdot \vec{v}, \quad (2)$$

где:  $\eta$  – динамическая вязкость МЖ;  $\vec{v}$  – скорость движения частицы.

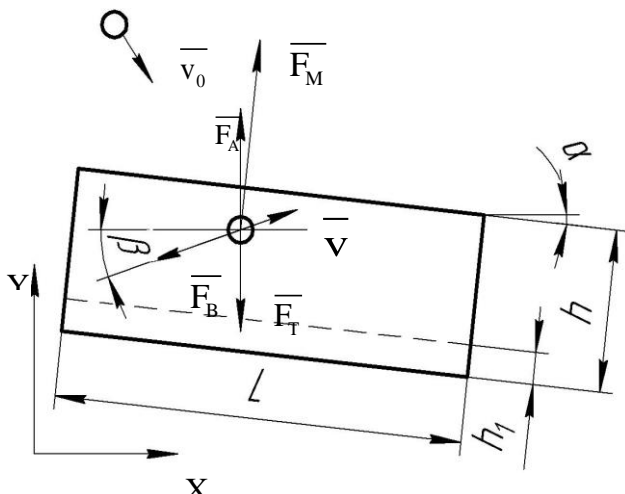


Рис. 3. Модель для расчета траектории движения частицы в зазоре гидростатического МЖС



Уравнение движения частицы может быть получено на основании второго закона Ньютона

$$\bar{F}_T + \bar{F}_A + \bar{F}_M + \bar{F}_B = m \cdot \frac{d\bar{v}}{dt}, \quad (3)$$

где:  $m = \rho V$  – масса частицы. Будем считать, что частицы сферические, имеют диаметр  $d$ . После подстановки всех величин в формулу Ньютона уравнение движения немагнитной частицы в рабочем зазоре МЖС будет иметь вид

$$\rho V \cdot \frac{d\bar{v}}{dt} + 3\pi \cdot \eta \cdot d \cdot \bar{v} + [-\mu_0 M \cdot |\nabla H| \cdot V + (\rho - \rho_{ж}) \cdot gV] = 0. \quad (4)$$

Примем следующие допущения:

- МЖ имеет линейную реологическую характеристику и постоянную динамическую вязкость ( $\eta = \text{const}$ );
- рабочий зазор МЖС спроектирован правильно, в результате чего треть слагаемое в левой части уравнения (4) постоянно (оно представляет собой результирующую силу, которая действует на частицу в статике).

Уравнение (4) запишем в виде:

$$a \frac{d\bar{v}}{dt} + b \cdot \bar{v} + c = 0, \quad (5)$$

где  $a$ ,  $b$ ,  $c$  – постоянные величины, не зависящие от величины скорости  
В проекциях на оси уравнение (4) имеет вид:

$$\rho g V (-\bar{e}_y) - \rho_{ж} g V (-\bar{e}_y) - \mu_0 M [|\nabla H| \sin \alpha (-\bar{e}_x) + |\nabla H| \cos \alpha (-\bar{e}_y)] V - \quad (6)$$

$$- 3\pi \eta d (v_x \bar{e}_x + v_y \bar{e}_y) = \rho V \frac{d}{dt} (v_x \bar{e}_x + v_y \bar{e}_y)$$

$$\rho V \frac{dv_x}{dt} + 3\pi \cdot \eta \cdot d \cdot v_x - \mu_0 M |\nabla H| \sin \alpha V = 0 \quad (7)$$

$$\rho V \frac{dv_y}{dt} + 3\pi \cdot \eta \cdot d \cdot v_y + [-\mu_0 M |\nabla H| \cos \alpha + (\rho - \rho_{ж}) g] V = 0$$

В результате интегрирования уравнений (6) и (7) получим выражения для скорости движения частицы по осям

$$v_x = \left( v_{0x} + \frac{c_x}{b} \right) \cdot e^{-\frac{b \cdot t}{a}} - \frac{c_x}{b}. \quad (8)$$

$$v_y = \left( v_{0y} + \frac{c_y}{b} \right) \cdot e^{-\frac{b \cdot t}{a}} - \frac{c_y}{b}, \quad (9)$$

где:  $a = \rho V$ ;  $b = 3\pi \cdot \eta \cdot d \cdot k_b$ ;

$$c_y = k_c (-\mu_0 M \cdot |\nabla H| \cdot V \cos \alpha - \rho_{жс} \cdot gV) + \rho \cdot gV ;$$

$$c_x = -k_c \cdot \mu_0 M \cdot |\nabla H| \cdot V \sin \alpha ,$$

где  $k_b, k_c$  – коэффициент учитывающий степень погружения частицы в МЖ;

$$k_b = \frac{S_n}{S} = \frac{h_q}{d}, k_c = \frac{V_n}{V} = \frac{6(d \frac{h_q^2}{2} - \frac{h_q^3}{3})}{d^3}, \quad (10)$$

где  $h_q$  – высота погруженной части частицы,  $d$  – её диаметр.

На рис. 4 и 5 изображены результаты расчетов траекторий движения легкой и тяжелой частиц соответственно. Отчетливо проявляется, что при попадании в МЖ они начинают менять траекторию падения за счет выталкивающих сил и сил сопротивления. Легкая частица всплывает на поверхность и попадает в лоток для легкой фракции, а тяжелая достигая границы, где меняется направление действия магнитной силы, выпадает в лоток для тяжелой фракции.

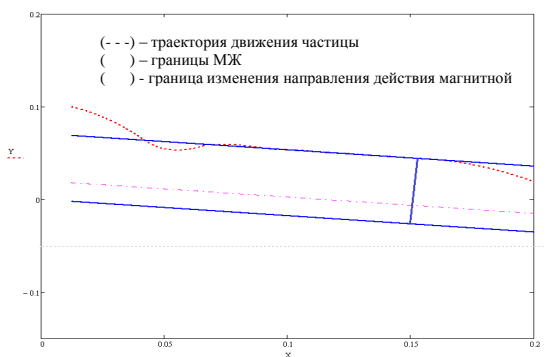


Рис. 4. Расчетное значение траектории движения легкой частицы диаметром

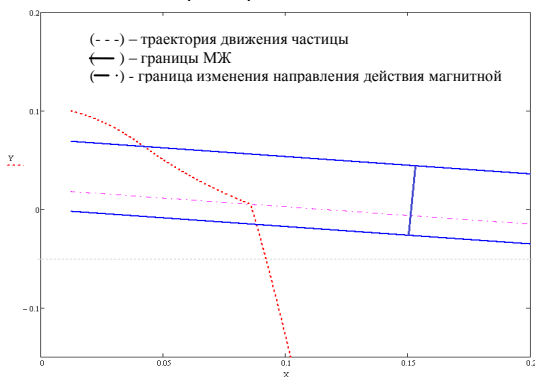


Рис. 5. Расчетное значение траектории движения тяжелой частицы

Таким образом, разработанный программный комплекс позволяет учесть величины, влияющие на процесс сепарации, и добиться определения необходимых параметров МЖС на стадии проектирования.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Берковский, Б.М. Магнитные жидкости / Б.М.Берковский, В.Ф.Медведев, М.С.Краков – М.: Химия, 1989. – 240 с.
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.
4. Ю.И. Страдомский, Ю.Б. Казаков. Расчет электромагнитных полей в электромеханических преобразователях энергии: учеб. пособие / ГОУВПО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И.Ленина». – Иваново, 2010. – 148 с.
5. Иванов-Смоленский А.В. Электромагнитные силы и преобразование энергии в электрических машинах. – М.: Высш. шк., 1989. - 312 с.

## ТИПОВЫЕ КОНСТРУКЦИИ ДЕМПФЕРОВ НА ОСНОВЕ НАНОДИСПЕРСНЫХ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

**Морозов Н.А., Нестеров С.А.**

Ивановский государственный энергетический университет  
имени В.И. Ленина

153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34,  
факс: (4932)385701, E-mail: [elmash@em.ispu.ru](mailto: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 6 авторских свидетельств на изобретение, 2 монографии. Область научных интересов – магнитожидкостные устройства. Работает доцентом кафедры электромеханики ИГЭУ.



Нестеров Сергей Александрович окончил ИГЭУ в 2011 году, по специальности инженер-электромеханик. Занимается научной работой по исследованию магнитожидкостных устройств, имеет 5 научных публикаций.

Демпфирующие устройства применяются во всех областях техники для гашения колебаний различной природы. В связи с этим разработка более эффективных конструкций демпфирующих устройств всегда актуальна и востребована. В настоящее время усилия многих отечественных и зарубежных изобретателей и целых научных коллективов направлены на создание и усовершенствование конструкций управляемых амортизаторов на основе нанодисперсной магнитной жидкости (МЖ).

Вязкость МЖ является сложной функцией от напряжённости магнитного поля, градиента сдвига в жидкости, температуры, концентрации твёрдой фазы, вида жидкости-носителя и т.п. Структурирование МЖ в магнитном поле ведёт к изменению начального касательного напряжения сдвига слоёв МЖ, что также влияет на её эффективную вязкость.

В общем случае можно выделить инерционные демпферы, в которых отсутствует жёсткая связь корпуса и колеблющейся массы, и системы, в которых оба узла жёстко связаны с колеблющимися друг относительно друга объектами. Чаще всего один из объектов имеет массу бесконечной величины по сравнению с другим объектом, колебания которого и гасятся. Следует также различать прямоходовые демпферы, в которых реализуется возвратно-поступательное движение подвижного узла, и радиальные, предназначенные для гашения крутильных колебаний.

Прямоходовые магнитожидкостные демпферы (МЖД), в общем случае, содержат корпус, шток с поршнем, источник магнитного поля, являющийся средством регулирования силовой характеристики и систему дросселирующих отверстий и каналов. Диссипация энергии в таких демпферах происходит при протекании жидкости по дросселирующим каналам под воздействием давления, создаваемого при движении поршня. Сочетание возможности изменения вязкости МЖ при регулировании значения воздействующего на жидкость магнитного поля и систем механического регулирования, применяющихся в гидравлических устройствах с традиционными рабочими средами, возможно создание амортизатора со сложной силовой характеристикой, максимально отвечающей предъявляемым к устройствам требованиям и условиям работы. Благодаря активному перемешиванию и перетоку жидкости по всему объёму демпфера обеспечивается эффективный отвод тепла, выделяющегося при диссипации энергии колебаний, от наиболее нагретых участков и распределение его по всему объёму жидкости. Это улучшает температурные условия работы МЖ и обеспечивает стабильность характеристик всего амортизатора.

Прямоходовым МЖД, наряду с достоинствами, присущи и некоторые общие недостатки. В виду возвратно-поступательного движения поршня и больших давлений, возникающих в амортизаторе при гашении колебаний, возникают сложности при герметизации рабочей области и предотвращения выброса МЖ по штоку. Под действием трения о шток, высокой температуры, атмосферных факторов уплотнительные кольца со временем изнашиваются и теряют способность удерживать требуемый перепад давления, что приводит к их пробую, выбросу рабочей среды из объёма амортизатора и выходу его из строя.

При движении поршня возникают большие фрикционные усилия в уплотнительных, нагнетательных и центрирующих кольцах, необходимых для герметизации рабочего объёма, для создания необходимого давления, а так же обеспечения соосности поршня и корпуса. Усилия трения становятся ещё больше, если магнитный поток замыка-

ется через корпус и поршень, выполненные из магнитного материала. Это происходит из-за возникающей силы одностороннего магнитного тяжения, которая стремится притянуть магнитный поршень к магнитопроводящему корпусу. Возвратно-поступательное движение накладывает определённые сложности на проектирование и расчёт амортизаторов данного типа в виду сложного изменения скоростного режима в течение одного периода колебаний при движении поршня.

Все конструкции амортизаторов на основе нанодисперсной МЖ можно разделить на несколько типов конструктивных исполнений. На рис. 1 изображена структурная схема возможной классификации магнитожидкостных демпферов (МЖД) наиболее распространённых конструктивных типов. В основу положены отличия, характерные именно для устройств с МЖ, поэтому кинематические признаки оказались на нижних уровнях классификации.

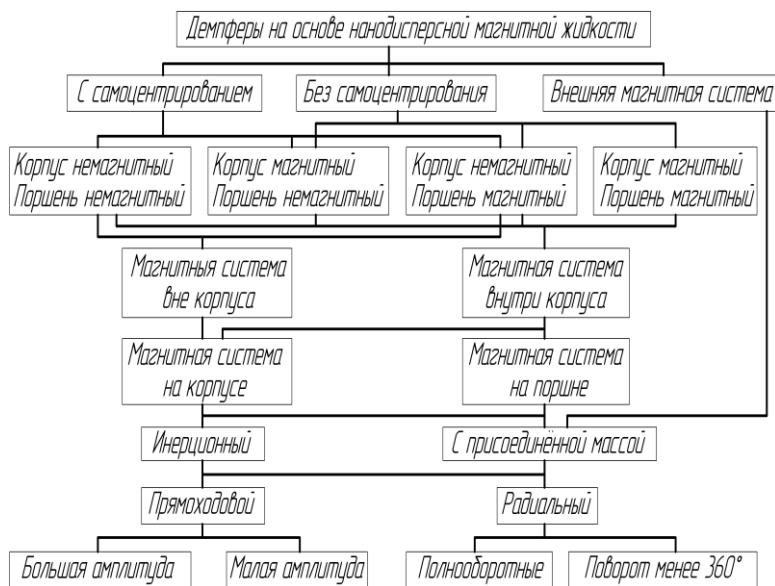


Рис. 1. Классификация демпфирующих устройств на основе нанодисперсной магнитной жидкости

Первые конструкции МЖД являлись практически простым сочетанием гидравлической системы, преобразующей энергию колебания в движение МЖ, на которую оказывалось воздействие магнитным полем в отдельном устройстве с щелевыми или цилиндрическими ка-

налами (рис. 2,а). Такие устройства называются демпферами с внешней магнитной системой. В зону действия магнитного поля МЖ подаётся из гидравлической системы посредством патрубков. Достоинством такой компоновки демпфера является отсутствие влияния гидравлической и магнитной систем на конструктивное исполнение друг друга, что может иногда затруднить изготовление демпфера.

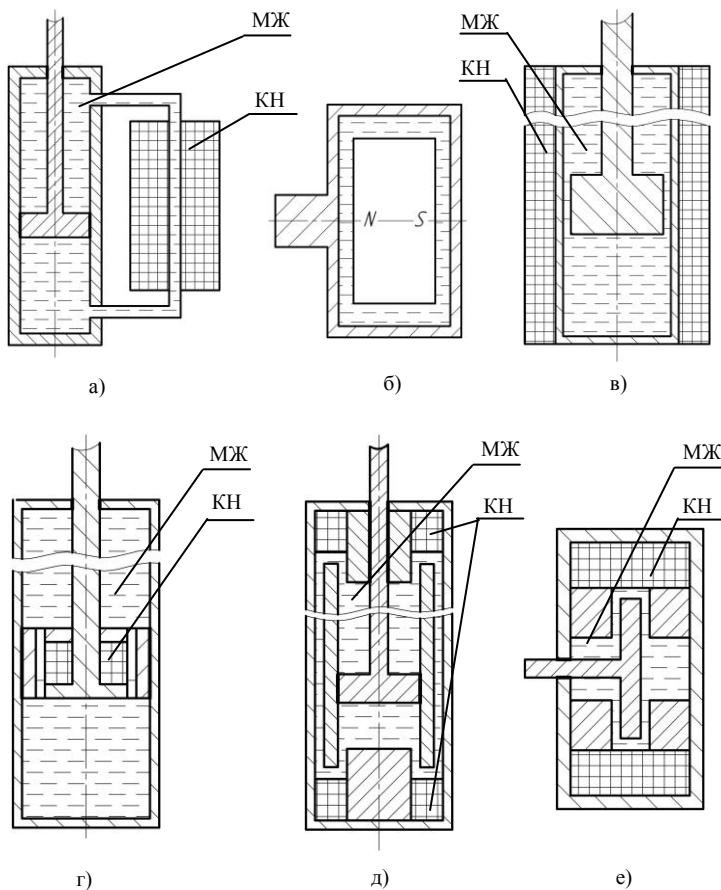


Рис. 2. Примеры конструктивных исполнений магнитожидкостных демпферов:  
МЖ – магнитная жидкость, КН – катушка намагничивания

В магнитожидкостных устройствах немагнитные поверхности отделённые от магнитных слоев МЖ создают в градиентных магнитных полях заметный опорный эффект. Это послужило осно-

ванием выделить два типа демпферов: с самоцентрированием и без самоцентрирования. Эффект самоцентрирования реализован в инерционном радиальном демпфере крутильных колебаний изображённом на рис. 2,б. При отсутствии эффекта самоцентрирования между подвижными и неподвижными конструктивными элементами создаётся сила одностороннего магнитного тяжения, которую следует компенсировать опорными конструкциями, что не всегда удобно. Особенно заметно одностороннее магнитное тяжение проявляется в цилиндрических поршневых системах, в которых подвижный элемент имеет большой ход, а устройство подвижной опоры затруднено.

Сочетающие в одном корпусе гидравлическую и магнитную системы демпферы имеют меньшие габариты, но более сложную конструкцию. В общем случае могут быть четыре вида сочетания материалов, из которых выполняются корпусы и поршни цилиндрических демпферов (рис. 1). Понятие поршень условное и справедливо только в прямоходовых гидравлических системах. В роторных устройствах ему соответствует понятие ротор. При анализе конструкций демпферов следует иметь в виду, что источники магнитного поля постоянные магниты и/или катушки намагничивания могут располагаться как на корпусе, так и на поршне. При этом на корпусе возможно внутренне и внешнее расположение. Выполнение корпуса из магнитного материала исключает внешнее расположение катушек намагничивания, магнитное поле которых шунтируется магнитным корпусом. Возможно расположение источников магнитного поля внутри корпуса, используемого как магнитопровод.

В патентных материалах имеется значительное количество предложений располагать катушку намагничивания вне корпуса вдоль всей его длины (рис. 2,в). Это упрощает изготовление катушки, но требует защиты её от внешних воздействий и не рационально по использованию. Магнитное поле создаётся во всём объёме МЖ, а вязкостная диссипация энергии колебания происходит только в пределах длины движущегося поршня. Рационально расположить катушку намагничивания на поршне (рис. 2,г), что локализует магнитное поле только в зоне его воздействия на МЖ. Однако возникают сложности подачи напряжения на катушки намагничивания. Необходимо выполнять шток полым. Создание же магнитного поля только постоянными магнитами сразу лишает демпфер самого главного его достоинства – управляемости воздействия на рабочую среду.



Перспективным представляется локализация устанавливаемых на корпусе катушек намагничивания (рис. 2,д). В этом случае удобно подавать на них напряжение, можно создать значительные магнитные поля интенсивно перемешивать и охлаждать МЖ, а также сочетать полезные свойства магнитожидкостного и традиционного гидравлического демпфирования колебаний.

Достоинством радиальных или роторных МЖД (рис.2,е) является компенсация сил одностороннего магнитного тяжения, которые возникают во многих конструкциях магнитожидкостных устройств. Это позволяет создавать сильные магнитные поля и расширять диапазон воздействия на МЖ. Однако объём МЖ в таких конструкциях ограничен, необходимо её интенсивное охлаждение, гашение линейных колебаний, которые встречаются чаще крутильных, требует создания дополнительных механических передач, снижающих надёжность всего устройства.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №12-08-97516)*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Пат.732599 СССР, МКП F 16 F 6/00. Демпфирующее устройство / Валуев В. Н., Кондыба О. А., Сафронов В. А., №2678369/25 – 28. заявл. 30.10.78, опубл. 05.05.80, Бюл. №17. – 2 с. :ил.
2. Пат.777281 СССР, МКП F 16 F 9/50. Гидравлический амортизатор / Ледян, Ю. П. Ковалёв Я. Н., заявитель и патентообладатель Белорусский ордена Трудового Красного Знамени политехнический институт. – №2150246/25 – 28. заявл. 01.07.75, опубл. 07.11.80, Бюл. №41. – 3 с. :ил.
3. Пат.970006 СССР, МКП F 16 F 15/02. Виброгаситель / Меджяшуне А.А. и др., заявитель и патентообладатель Кунаский политехнический институт имени Антанаса Сечкуса. – №3269096/25 – 28. заявл. 07.04.81, опубл. 30.10.82, Бюл. №40. – 2 с. :ил.
4. Пат.1021835 СССР, МКП F 16 F 6/00. Амортизатор / Субботин В. И. и др., заявитель и патентообладатель Подмосковный филиал Государственного союзного ордена Трудового Красного Знамени науч.-исслед тракторного института. – №3384217/25 – 28. заявл. 22.01.82, опубл. 07.06.83, Бюл. №21. – 2 с. :ил.
5. Пат.1147875 СССР, МКП F 16 F 6/00. Амортизатор / Шульман З. П. и др., заявитель и патентообладатель Ордена Трудового Красного Знамени институт теплообмена им. А. В. Лыкова. – №3672615/25 – 28. заявл. 06.12.83, опубл. 30.03.85, Бюл. №12. – 2 с. :ил.
6. Пат.1213283 СССР, МКП F 16 F 6/00. Способ магнитожидкостной амортизации /Радионов В. А. и др., заявитель и патентообладатель Николаевский государственный педагогический институт им. В. Г. Белинского. – №3581310/25 – 28. заявл. 03.03.83, опубл. 23.02.86, Бюл. №7. – 2 с. :ил.
7. Пат.1797797 СССР, МКП F 16 F 6/00. Амортизатор / Щербин В. А., заявитель и патентообладатель Акционерное общество «Камаз». – №4914059/28 заявл. 26.02.91, опубл. 23.02.93, Бюл. №7. – 2 с. :ил.
8. Пат. 2068513 Российская Федерация, МКП F 16 F 6/00. Регулируемый магнитогеологический амортизатор / Кирсанов Б. В. и др., заявитель и патентообладатель Инсти-

- тут машиноведения им. А. А. Благонравова РАН. – №93037841/28. заявл. 23.07.93, опубл. 27.10.96, Бюл. №14. – 3 с. :ил.
9. Пат. 2232316 Российская Федерация, МКП F 16 F 9/53. Магнитореологический амортизатор / Гусев Е. П., Плотников А. М., Воеводов С. Ю., заявитель и патентообладатель ЗАО "Плаза Плюс". – №2002104590/11. заявл. 20.02.02, опубл. 10.07.04, Бюл. №36. – 3 с. :ил.
  10. Пат. 2247880 Российская Федерация, МКП F 16 F 6/00, F 16 F 15/16. Гаситель крутильных колебаний вращающихся тел / Белый Д. М., заявитель и патентообладатель Ульяновский государственный технический университет. – №2003127706/11. заявл. 12.09.03, опубл. 10.03.05, Бюл. №05. – 4 с. :ил.
  11. Пат. 2310110 Российская Федерация, МКП F 16 F 6/00, Магнитожидкостный успокоитель / Ульянов Г. В., заявитель и патентообладатель Федеральное государственное унитарное предприятие Научно-исследовательский институт машиностроения. – № 2004122664/11. заявл. 23.07.04, опубл. 10.11.07, Бюл. №31. – 5 с. :ил.
  12. Pat. 1510317 CN, MKU F 16 F 6/00, Single-stage electromagnetic rheological flow damper / Qiu Ling. – Publ. 07.07.04.
  13. Pat. 101319699 CN, MKU F 16F 9/53, Magneto-rheological fluid vibration damper with ring-shaped external magnetic field generator / Changrong Liao, Huibing Liu, Honghui Zhang, Miao Yu, Weimin Chen. – Publ. 10.12.08.
  14. Pat. 102213285 CN, MKU F 16 F 6/00, Magnetic liquid damping vibration attenuation device / Decai Li, Qinglei Wang, Yi Ding. – Publ. 12.10.11.
  15. Pat. 57079346 JP, MKU F 16 F 15/03, F 16 F 6/00, F 16 F 9/53, Vibration isolator / Funaki Takash. – Publ. 18.05.82.
  16. Pat. 60256639 JP, MKU F 16 F 15/03, F 16 F 6/00, F 16 F 9/53, Supporting device for equipment base or the like / Funaki Takashi; Nakatsuka Katsuto. – Publ. 18.12.85.
  17. Pat. 2940749 US, MKU F 16 F 6/00, Fluid magnetic spring, damper, and lockout device / Kemelhor R. – Publ. 14.06.60.
  18. Pat. 5398917 US, MKU F 16 F 13/30, F 16 F 9/53, H 01 F 1/44, F 16 F 6/00, Magneto-rheological fluid devices / Carlson J D., Chrzan M. J, James Frank O. – Publ. 21.03.95.
  19. Pat. 60256639 US, MKU F 16 F 13/10, F 16 F 13/30, F 16 F 6/00, Hybrid hydraulic mount with magnetorheological fluid chamber / Baudendistel T. A., Tewani S. G., Long M. W., Dingle James Eugene. – Publ. 02.07.02.
  20. Pat. 6382369 US, MKU F 16 F 9/53, Magneto-rheological fluid damper with an external coil / Lisenker L. – Publ. 07.05.02.
  21. Pat. 6471018 US, MKU F 16 F 9/53, Magneto-rheological fluid device / Gordaninejad F., Kelso S. P. – Publ. 29.10.02.
  22. Pat. 2002092721 US, MKU F 16 F 9/53, F 16 F 6/00, Power-off damping in mr damper / Oliver Michael Leslie, Kruckemeyer William Charles – Publ. 29.10.02.
  23. Pat. 9804846 WO, MKU F 16 F 9/53, F 16 F 15/03, Magneto-rheological fluid damper / Gordaninejad F., Breese D. G. – Publ. 05.02.98.
  - Pat. 2009088691 WO, MKU F 16 F 13/30, F 16 F 6/00, F 16 F 9/53, Method of designing magnetorheological fluid energy absorbing device using hydromechanical analysis / Browne A. L, Johnson N. L, Wereley N. M, Choi Young Tai, Hu Wei.; Mao Min. – Publ. 16.07.09.
  24. Pat. 1963274 DE, MKU F 16 F 6/00, Permanent magnetischer stossdaempfer / Nagel W. F., Paletta I., – Publ. 29.06.67.
  25. Pat. 3434897 DE, MKU F 16 F 15/03, F 16 F 6/00, F 16 F 9/53, F 16 F 13/00, F 16 F 15/04, Vibrationsdaempfungseinrichtung/ Funaki Takashi, Nakatsuka Katsuto, – Publ. 12.09.85.
  26. Pat. 4433056 DE, MKU F 16 F 9/34, F 16 F 9/53, B 60 G 13/00, F 16 F 6/00, F 16 F 9/14, Automobile shock absorber using magnetorheological fluid / Wulff G. Dr, Thomae A. Dr, Reusing G. Dr, Irmscher S. Dr, Herdeg W. Dr, – Publ. 28.03.96.

27. Pat. 0866232 EP, MKU B 60 K1 7/24, F 16 C 27/04, F 16 C 27/06, F 16 F 15/18, F 16 F 9/53, Center bearing assembly with rheological fluid for damping vibrations/ Pinkos Andrew F, Shtarkman Emil M, – Publ. 23.09.98.
28. Pat. 2340918 GB, MKU F 16 D 35/00, F 16 D 35/02, F 16 D 37/02 Magneto-rheological viscous coupling with flow volume adjustment / Brunken Gerd, – Publ. 01.03.00.
29. Pat. 2382638 GB, MKU B 60 G 13/00, B 60 G 13/02, B 60 G 17/015, F 16 F 9/53, F 16 F 13/30 A magneto-rheological fluid-controlled vehicle suspension damper / Edmondson J. R, Coombs J. D, Osorio C. F – Publ. 04.06.03.
30. Pat. 20040049229 KR, MKU, F 16 F 9/34, Iston valve apparatus of damper by using magneto-rheological fluid / Baek Un Gyeong, Park Jae U – Publ. 11.06.04.

## ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ В МАГНИТОЖИДКОСТНОМ ДАТЧИКЕ С ПОСТОЯННЫМИ МАГНИТАМИ

**Сайкин М.С., Морозова Д.Ю.**

Ивановский государственный энергетический университет  
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34. Факс: (4932) 41-60-10;  
e-mail: Saikin@eef.ispu.ru



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. Имеет 126 публикаций, в том числе 37 статей и 35 разработок, защищённых охранными документами. С 2000 является доцентом кафедры теоретических основ электротехники и электротехнологий, «Заслуженный изобретатель России».



Морозова Дарья Юрьевна - студентка 4 курса электроэнергетического факультета Ивановского государственного энергетического университета им. В.И.Ленина, обучается по специальности «Релейная защита и автоматизация электроэнергетических процессов». Студенческой научной работой занимается со 2-го курса. Имеет 7 публикаций, в том числе 2 патента на полезные модели.

Для контроля параметров управления системами автоматического регулирования в технике применяются различные типы датчиков.

Датчики различаются по принципу действия, назначению, эксплуатационным параметрам, однако все они служат для преобразования входного воздействия любой физической величины в сигнал, удобный для дальнейшего использования.

Представляет интерес изучение датчиков, в которых используется магнитная жидкость (МЖ). Магнитоожидкостные датчики (МЖД) можно разделить на два основных типа. В простейших датчиках МЖ

используется в качестве рабочего тела помещённого в замкнутом цилиндрическом объёме.

В другом типе МЖД используется свойство левитации постоянного магнита, помещённого в МЖ. Такие датчики обладают большим быстродействием и чувствительностью, по сравнению с датчиками, внутренний объём которых заполнен только МЖ.

На рис. 1 представлена одна из конструкций МЖД с постоянными магнитами.

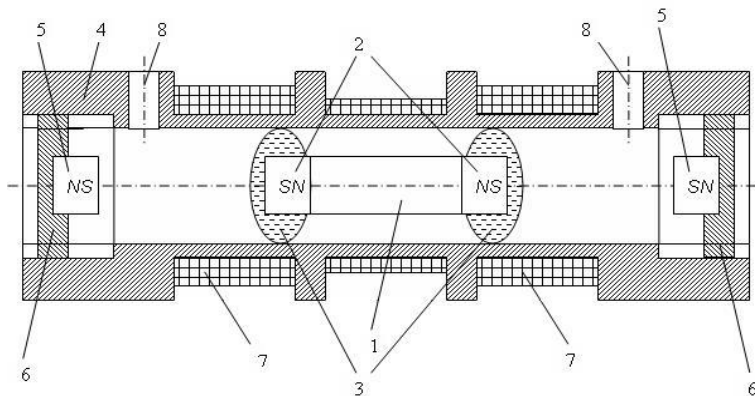


Рис. 1. Конструкция магнитожидкостного датчика с дисковыми постоянными магнитами

Основным узлом датчика является подвижный элемент, чувствительный к углу наклона, который состоит из стального сердечника 1 и двух постоянных магнитов 2 подвешенных в МЖ 3 внутри немагнитного корпуса 4.

МЖ обеспечивает устойчивый подвес подвижного элемента и гидродинамический режим трения в зазоре, что позволяет ему перемещаться вдоль корпуса с малым коэффициентом трения [2]. При наклоне датчика, происходит смещение подвижного элемента. При этом, осевая составляющая силы тяжести уравновешивается силой отталкивания со стороны магнитов 5, установленных внутри крышек 6, которые имеют возможность перемещения вдоль корпуса. Это позволяет регулировать диапазон измерения углов наклона датчика. Перемещение подвижного элемента фиксируется с помощью дифференциально-трансформаторной схемы 7. На выходе датчика появляется сигнал пропорциональный углу наклона. Для уменьшения газодинамического сопротивления при движении подвижного элемента внутри корпуса выполнены отверстия 8.

С целью повышения быстродействия датчика, за счёт уменьшения сопротивления движению подвижного элемента и расширения его функциональных возможностей, предложена конструкция (рис. 2). В корпусе 1, изготовленном в виде полый цилиндрической трубки, из немагнитопроводного материала, по обеим сторонам расположены две измерительных обмотки 2 и две торцевые крышки 3 с отверстиями, в которых установлены центрирующие кольцевые постоянные магниты 4. Внутри корпуса находится подвижный элемент, состоящий из двух кольцевых постоянных магнитов 5, между внутренними торцевыми поверхностями которых закреплена магнитопроводная втулка 6 со сквозным отверстием. Центрирующие кольцевые магниты 4 направлены одноименными полюсами к кольцевым постоянным магнитам 5 подвижного элемента. В цилиндрическом зазоре, образованном кольцевыми постоянными магнитами 5 и внутренней поверхностью корпуса 1, находится МЖ 7 [3].

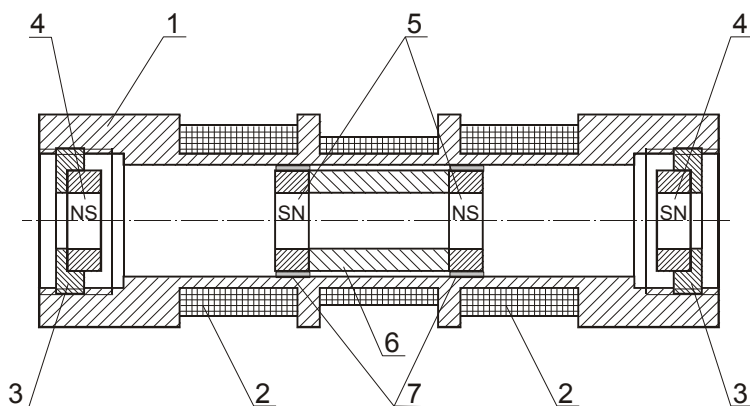


Рис. 2. Конструкция магнитожидкостного датчика с кольцевыми постоянными магнитами

В качестве постоянных магнитов используются магниты в форме колец. В магнитопроводной втулке 6 и торцевых крышках 3 выполнены сквозные отверстия. Это позволяет повысить быстродействие работы МЖД угла наклона и его чувствительность за счёт отсутствия перепада давлений, действующего на подвижный элемент.

Кроме этого, можно регулировать диапазон измеряемых углов датчика за счёт перемещения торцевых крышек 3 с центрирующими магнитами 4 вдоль корпуса датчика 1. При этом изменяется расстояние между обращёнными друг к другу постоянными центрирующими маг-

нитами 4 и магнитами подвижного элемента 5. Диапазон измеряемых углов МЖД увеличивается при уменьшении расстояния между постоянными магнитами подвижного элемента 5, 6 и центрирующими магнитами 4, а чувствительность измерений повышается с увеличением этого расстояния.

Представляет интерес сравнение двух конструкций МЖД с точки зрения значений магнитной индукции между обращёнными друг к другу одноименными полюсами магнитов подвижного элемента и центрирующими магнитами, установленными внутри крышек. Величина индукции оценивалась по оси симметрии МЖД. Исследования проводились в интегрированной среде ELCUT.

В качестве магнитов рассматривались «закритические» магниты с величиной остаточной индукции 0,77 Тл и коэрцитивной силой 540 кА/м. При этом величина наружного диаметра магнита составляла 8, 10 и 12 мм, для обоих типов магнитов, а величина внутреннего отверстия для кольцевых магнитов  $d = 3,2; 4,0; 4,8$  мм. Отношение расстояния между магнитами  $l$  к диаметру  $D$  изменялось в диапазоне от 0,2 до 1,8 с шагом 0,2. При этом определялась величина магнитной индукции.

На рис. 3–5 представлены расчётные зависимости величины магнитной индукции на оси симметрии МЖД от величины  $l/D$ , при этом зависимости 1 соответствуют дисковым, а 2 кольцевым магнитам.

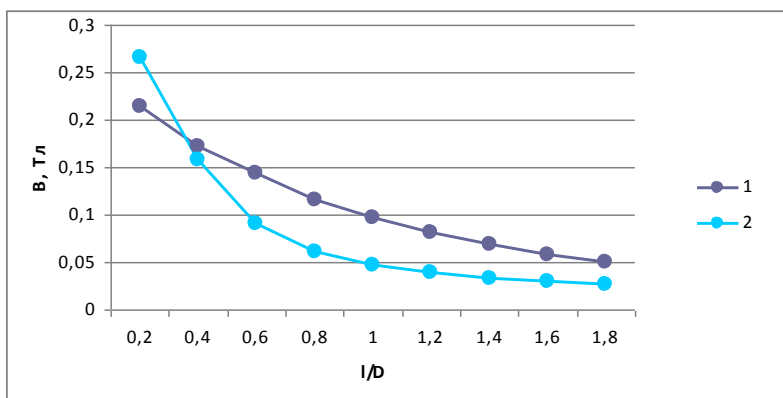


Рис. 3. Зависимость магнитной индукции на оси симметрии МЖД от расстояния между магнитами при  $D = 8$  мм.  $d = 3,2$  мм

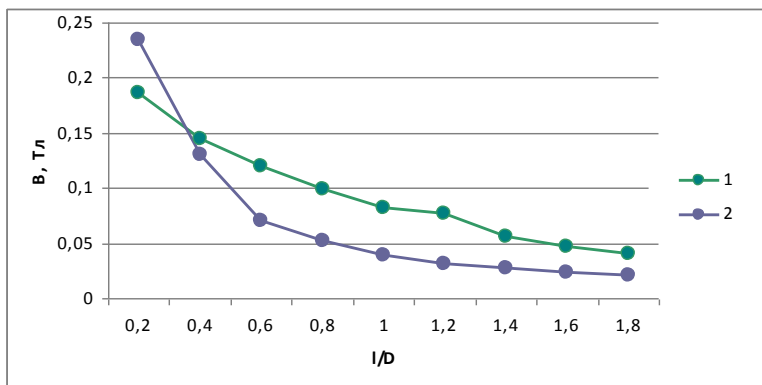


Рис. 4. Зависимость магнитной индукции на оси датчика от расстояния между магнитами при  $D = 10$  мм,  $d = 4$  мм

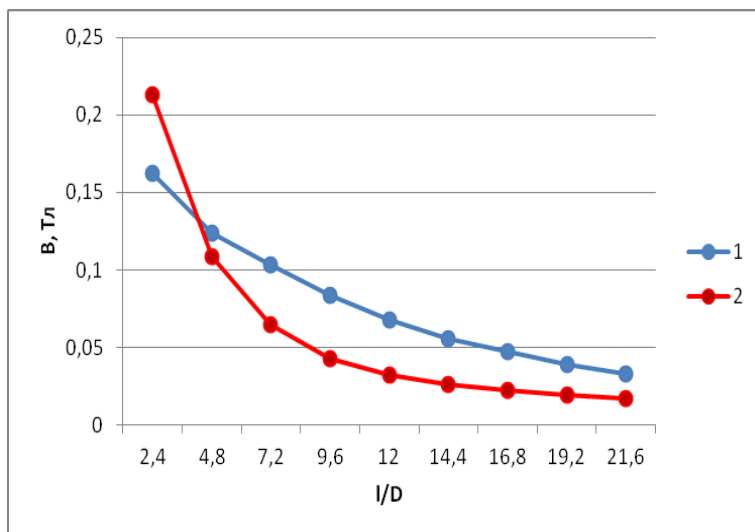


Рис. 5. Зависимость магнитной индукции на оси датчика от расстояния между магнитами при  $D = 12$  мм,  $d = 4,8$  мм.

Из полученных графиков можно сделать вывод, что при использовании в МЖД дисковых магнитов зависимости  $B = f(I/D)$  имеют более выраженный линейный характер выходного сигнала от угла наклона во всём диапазоне отношений  $I/D$ , чем при кольцевых магнитах. Применение кольцевых магнитов в МЖД позволяет получить за-



висимости  $V=f(1/D)$ , состоящие из двух различных характерных участков с выраженной границей изменения чувствительности МЖД в диапазоне  $1/D=0,8-1,2$ . Уменьшение диаметра внутреннего отверстия кольцевого магнита приводит к линеаризации полученных зависимостей. Характер полученной зависимости практически совпадает с характеристиками для первого случая.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Бойко Н.Г., Касаткин С.А., Клонин А.В. Магнитожидкостные датчики угла наклона, давления, ускорения. / Механизация и автоматизация N4, 1990. – С.14.
2. Михалёв Ю.О., Сабуров И.Е. Исследование подвеса чувствительного элемента магнитожидкостного датчика угла наклона // Механика и физика фрикционного контакта: Межвуз. сб. науч. тр. – Тверь, 2001. – С.70-75.
3. Сайкин М.С., Морозова Д.Ю. Магнитожидкостное устройство для определения угла наклона. Патент на полезную модель, Российская Федерация N 113349, МКИ G01C 9/00, Приоритет от 18.10.2011, опубл. 10.02.2012, Бюл. N 4.

# **АВТОРСКИЙ ИНДЕКС**

**А**

Анисимов Н.В.	193
Анохин Д.А.	64
Арефьев И.М.	21, 268, 294
Арефьева Т.А.	21, 268, 294
Афонин М.В.	213

**Б**

Баркая В.С.	218
Барышников А.Ю.	193
Беджанян М.А.	187
Беляков А.Н.	260
Богословская О.А.	207
Боев М.Л.	58
Божко А.А.	182
Борин Д.Ю.	113
Борисенко О.В.	187
Бочарова О.А.	193
Брусенцов Н.А.	193
Брусенцова Т.Н.	193
Буркова Е.Н.	124

**В**

Ведерникова И.А.	201
Виноградов Н.	243
Вольтер Е.Р.	9, 218

**Г**

Гак Е.З.	35
Гак М.З.	35
Галагудза М.М.	213
Гицба А.Ш.	9
Гладких Д.В.	147
Глущенко Н.Н.	207
Голубева И.С.	193
Горшенев В.Н.	30
Гуляев М.В.	193
Гущин А.Г.	224

**Д**

Диканский Ю.И.	141, 147
----------------	----------

**Е**

Екатеринчук Е.Д.	70
Елистратова Ж.В.	218
Елфимова Е.А.	70, 76
Ерин К.В.	165
Ершова А.Н.	224

**Ж**

Жуков А.В.	193
Жуков В.П.	260

**З**

Закинян А.Р.	141
Захарова И.Н.	24
Золотухин А.А.	147
Зубарев А.Ю.	113

**И**

Иванов А.О.	64
Иванов А.С.	130
Идиятулин А.А.	237

**К**

Кажан В.А.	176
Казакон Ю.Б.	21, 255, 268, 275, 281, 294

Казакуча А.В.	243
Калаева С.З.	24, 224
Канторович С.С.	64, 83
Киласония Э.Ф.	218
Кишмария Я.Ш.	9
Клименко Е.М.	159
Коваль А.А.	201
Кожевников В.М.	99, 104
Комельков В.А.	119
Коровин В.М.	176
Королев Д.В.	213
Коченов В.И.	227
Крутикова Е.В.	64, 83
Крылов Н.И.	287
Ксенович Т.И.	193
Кузнецов А.А.	135

**Л**

Ларионов Ю.А.	99, 104
Лахтина Е.В.	88
Лебедев А.В.	15
Левитин Е.Я.	201
Лейпунский И.О.	207

**М**

Макаров В.М.	24, 224
Малсугенов О.В.	104
Мартьянов С.И.	110
Матюшин Д.Д.	30
Мельников В.П.	30
Мизонов В.Е.	255
Минина Е.С.	83

Морозов Н.А.	307
Морозова Д.Ю.	315
Морозова Т.Ф.	99
Мьо Мин Тан	58
<b>Н</b>	
Нестеров С.А.	307
Никитин М.П.	193
Никитин П.И.	193
<b>О</b>	
Овсянникова М.Н.	207
Осташев В.Б.	213
<b>П</b>	
Пауков В.М.	58
Пахолкова Т.А.	271
Перминов С.М.	275, 281
Перминова А.С.	275, 281
Петухов В.Б.	193
Пирогов Ю.А.	193
Полетаев В.А.	271, 275, 281
Полунин В.М.	51, 58
Полянский В.А.	193
Путин Г.Ф.	182
Пшеничников А.Ф.	124, 130, 135
Пьянзина Е.С.	93
<b>Р</b>	
Радионов А.В.	243
Резункова О.П.	35
<b>С</b>	
Савельев О.Ю.	193
Сайкин М.С.	290, 315
Сарапулов Ф.Н.	237
Сергеев Е.В.	119
Сидельников А.А.	165
Сидоров А.С.	182
Сизов А.П.	119
Симоновский А.Я.	152, 159
Скроботова Т.В.	249
Снегирев Д.Г.	119
Соловьева А.Ю.	70
Стороженко А.М.	51
Страдомский Ю.И.	294
Суслов С.А.	182
Сычев Г.Т.	51

<b>Т</b>	
Тактаров Н.Г.	170
Танцюра А.О.	51
Телешев А.Т.	30
Тищенко Д.А.	193
Ткач Л.Ю.	110
Ткачева Е.С.	141
Турышева Е.В.	76
<b>У</b>	
Уменушкина Е.А.	213
Усков И.С.	213
<b>Ф</b>	
Фаталиева А.В.	201
Федоров О.Л.	249
Филиппов В.А.	255, 294, 301
Фоменко В.Н.	218
<b>Х</b>	
Хашиг Н.Э.	218
Холопов В.Л.	153, 159
<b>Ц</b>	
Цыбусов С.Н.	227
<b>Ч</b>	
Чан Т.М.	201
Черкасова О.Г.	227
Чириков Д.Н.	113
Чусенкова И.Ю.	99, 104
<b>Ш</b>	
Шабалкина Е.Ю.	227
Шабанова И.А.	51
Шацкий В.П.	187
Шипилин А.М.	24
Шипилин М.А.	24, 224
Шурыгин А.М.	287
Шурыгин М.Н.	287
<b>Ю</b>	
Юрьев М.В.	193
<b>Я</b>	
Яновский А.А.	153
Berthiaux Н.	255
Odenbach S.	113
Otwinowski H.	260
Ulrych Bohuš	231
Doležel Ivo	231

**15-я Международная Плесская научная конференция  
по нанодисперсным магнитным жидкостям**

**Сборник научных трудов**

Подписано в печать 01.08.12. Формат 60x84 <sup>1</sup>/<sub>16</sub>.

Печать плоская. Усл. печ. л. 19,06. Тираж 100 экз. Заказ  
ФГБОУВПО «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.