



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

**сентябрь, 2014  
Плес, Россия**

**Сборник  
научных трудов**

Организована  
при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований проект № 14-08-20134-г   
Министерством образования и науки РФ  
Академией электротехнических наук РФ  
ФГБОУВПО «Ивановский государственный энергетический университет им. В.И. Ленина»  
Институтом механики Московского государственного университета  
Проблемная научно-исследовательская лаборатория  
прикладной феррогидродинамики

16-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 при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований проект № 14-08-20134-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 978-5-00062-004-5

© ФГБОУВПО «Ивановский государственный энергетический университет им. В.И. Ленина», 2014

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>РАЗДЕЛ 1. Физико-химические аспекты синтеза новых магнитных нанодисперсных систем</b>	9
<b>Соловьёва А. Н., Калаева С.З., Макаров В.М., Шипилин А.М., Захарова И.Н., Чеснокова А.А.</b> Получение и применение магнитных сорбентов из отходов производства	10
<b>Захарова И.Н., Калаева С.З., Макаров В.М., Николаев В.И., Шипилин А.М., Терзи М.Е.</b> Магнитные и мессбауэровские исследования нанодисперсного магнетита	18
<b>Диканский Ю.И., Испирян А.Г., Куникин С.А., Радионов А.В.</b> Особенности намагничивания магнитных коллоидных наносистем на парафиновой основе	24
<b>Лабкович О.Н., Погирницкая С.Г., Сулоева Л.В., Черной В.А.</b> Влияние добавок углеродных наночастиц на предельные скорости куэттовского течения магнитной жидкости	31
<b>Лабкович О.Н.</b> Снижение потерь на трение в куэттовском течении введением в магнитную жидкость углеродных нанотрубок	35
<b>Арефьев И.М., Арефьева Т.А., Радионов А.В., Лебедев А.В.</b> Физические свойства технических магнитных жидкостей из Иванова и Николаева	39
<b>РАЗДЕЛ 2. Физические свойства и коллоидная стабильность, процессы агрегации</b>	45
<b>Кузнецов А. А., Пшеничников А.Ф.</b> О седиментации частиц в концентрированных магнитных жидкостях	46
<b>Канторович С.С., Иванов А.О., Rovigatti L., Tavares J.M., Sciortino F.</b> Низкотемпературные структурные превращения в газе дипольных твердых сфер: влияние на магнитные свойства	52
<b>Втулкина Е.Д., Елфимова Е.А.</b> Термодинамика высококонцентрированных феррожидкостей в отсутствии внешнего магнитного поля	58
<b>Соловьева А.Ю., Елфимова Е.А.</b> Термодинамические свойства феррожидкости: влияние полидисперсности	64

<b>Нехорошкова Ю.Е., Елфимова Е.А.</b> Парные корреляции в бидисперсной магнитной жидкости в отсутствие внешнего магнитного поля	70
<b>Турьшева Е.В., Елфимова Е.А.</b> Влияние межчастичного притяжения на термодинамические свойства феррожидкости	75
<b>Субботин И.М.</b> Магнитные свойства феррожидкостных эмульсий: влияние полидисперсности	82
<b>Зубарев А.Ю., Чириков Д.Н.</b> Вязкоупругие свойства магнитных жидкостей со стержнеобразными частицами	88
<b>Захлевных А. Н., Петров Д. А.</b> Влияние флексоэлектрической поляризации на ориентационные переходы в ферронематике	95
<b>Захлевных А. Н., Петров Д. А.</b> Трикритические явления в ферронематике с отрицательной анизотропией диамагнитной восприимчивости	102
<b>Лунегов И.В., Сабиров А. А.</b> Применение методов атомно-силовой микроскопии при исследовании агрегатов в магнитной жидкости	109
<b>Сидоров А.С., Божко А.А., Завалин В.К., Зиятдинов Р.Р., Путин Г.Ф., Суслов С.А.</b> Влияние наклонного магнитного поля на конвективную неустойчивость в ферроколлоиде	114
<b>Краузина М.Т., Божко А.А., Путин Г.Ф.</b> О влиянии сложного состава магнитной жидкости на характер конвективных течений	120
<b>Казakov Ю.Б., Тихонов А.И., Арефьев И.М.</b> Системное моделирование и анализ магнитожидкостных устройств	126
<b>Арефьев И.М., Арефьева Т.А.</b> Реологическое исследование магнитной жидкости на основе керосина	133
<b>Арефьев И.М., Арефьева Т.А., Страдомский Ю.И., Казakov Ю.Б.</b> Исследование устойчивости магнитной жидкости на основе керосина в магнитных полях	140
<b>Кашевский С.Б., Кашевский Б.Э., Дмитриев В.В.</b> Магнитное зондирование механических свойств сложных жидкостей	145
<b>Полунин В.М., Шабанова И.А., Ряполов П.А., Карпова Г.В., Кобелев Н.С.</b> Колебания пузырька при отрыве от воздушной полости в магнитной жидкости	150

<b>Полунин В.М., Стороженко А.М., Танцюра А.О., Чернышева Е.В.</b> Проявление неньютонности магнитной жидкости в акустомагнитном эффекте	157
<b>Ряполов П.А., Орлов Е.Ю., Стороженко А.М., Чекаданов А.С., Кузьменко А.П., Полунин В.М., Платонов В.Б.</b> Изучение магнитных жидкостей по данным малоуглового рентгеновского рассеяния и баллистического метода	163
<b>Кузько А.Е.</b> Зарядообразование на границе ПМС и наноструктурированный электрод	170
<b>Бушуева К.А.</b> Двойная неустойчивость горизонтального слоя феррожидкости на жидкой подложке	175
<b>Диканский Ю.И., Мкртчян Л.С., Закинян А.Р., Лукинов А.А.</b> Капиллярное поднятие магнитной жидкости в пористой среде	181
<b>Диканский Ю.И., Борисенко О.В., Беджаниян М.А.</b> Поведение капель дискообразной формы магнитной жидкости со спонтанно намагниченными агрегатами в неоднородных переменных магнитных полях	184
<b>Диканский Ю.И., Закинян А.Р., Коробов М.И.</b> Электроконвективные явления в слое магнитной жидкости	188
<b>Диканский Ю.И., Гладких Д.В., Колесникова А.А.</b> Процессы структурирования в магнитных коллоидах с намагниченными агрегатами во вращающемся магнитном поле	193
<b>Кожевников В.М., Ларионов Ю.А., Чуенкова И.Ю.</b> Динамика изменения границы магнитной жидкости в приэлектродной области	199
<b>Кожевников В.М., Ларионов Ю.А., Чуенкова И.Ю.</b> Электро-магнито-оптическая активность магнитодиэлектрической жидкости в приборостроении	204
<b>Ерин К.В.</b> Исследование электроповерхностных и электрооптических эффектов в магнитных коллоидах на основе слабопроводящих жидких диэлектриков	210
<b>РАЗДЕЛ 3. Магнитная гидродинамика, тепло- и массообмен, конвекция и волны</b>	215
<b>Баштовой В.Г., Моцар А.А., Налетова В.А., Рекс А.Г.</b> Форма свободной поверхности магнитной жидкости вокруг намагничивающегося цилиндрического тела во внешнем магнитном поле	216

<b>Жуков А.В.</b> Моделирование структуры межфазных границ в намагничивающихся жидкостях: модели с высшими производными и метод функционала плотности	221
<b>Голубятников А.Н., Ковалевская С.Д.</b> Класс точных решений задачи об ускорении ударной волны в магнитном поле	227
<b>Пелевина Д.А., Налетова В.А., Турков В.А.</b> Деформация поверхности магнитной жидкости в неоднородных магнитных полях	233
<b>Виноградова А.С., Налетова В.А., Турков В.А.</b> Магнитная жидкость, ограниченная коническими поверхностями, в поле проводника с током в случае смачивания	242
<b>Кажан В.А., Коровин В.М.</b> О неустойчивости горизонтальной свободной поверхности нелинейно намагничивающейся феррожидкости в наклонном поле	248
<b>Яновский А.А., Симоновский А.Я., Холопов В.Л.</b> К вопросу о механизме влияния магнитного поля на теплообмен в кипящей намагничивающейся жидкости	254
<b>Морозов Н.А., Нестеров С.А.</b> Течение магнитной жидкости в щелевом канале с поперечным магнитным полем	260
<b>Шурыгин А.М., Шурыгин М.Н.</b> Влияние гистерезисных свойств магнитореологической суспензии на колебания механической системы	267
<b>Божко А.А., Лосев Г.Л., Путин Г.Ф., Сидоров А.С.</b> Автоколебания в вертикальном и наклонном слоях магнитной жидкости	271
<b>Мартынов С.И., Ткач Л.Ю.</b> Моделирование динамики частицы с защитным слоем	277
<b>Бушуева К.А., Минина А.С.</b> Деформация капли магнитной жидкости на жидкой подложке под действием однородного магнитного поля	280
<b>Буркова Е.Н., Пшеничников А.Ф.</b> Задача о силах, действующих на постоянный магнит, помещенный в прямоугольную полость с концентрированной магнитной жидкостью	286

<b>РАЗДЕЛ 4. Применение нанодисперсных магнитных жидкостей в технике, медицине, биологии и экологии</b>	292
<b>Брусенцов Н.А., Полянский В.А, Жуков А.В., Голубева И.С., Анисимов Н.В., Гуляев М.В., Пирогов Ю.А., Хохлов А.Р., Тищенко Д.А., Петухов В.Б., Никитин П.И., Никитин М.П., Ксеневич Т.И., Брусенцова Т.Н., Кузнецов В.Д., Бочарова О.А., Барышников А.Ю.</b> Ферримагнитогидродинамическая термохимиотерапия злокачественных опухолей магнитоуправляемыми нанопрепаратами (часть 1)	293
<b>Брусенцов Н.А., Полянский В.А, Жуков А.В., Голубева И.С., Анисимов Н.В., Гуляев М.В., Пирогов Ю.А., Хохлов А.Р., Тищенко Д.А., Петухов В.Б., Никитин П.И., Никитин М.П., Ксеневич Т.И., Брусенцова Т.Н., Кузнецов В.Д., Бочарова О.А., Барышников А.Ю.</b> Ферримагнитогидродинамическая термохимиотерапия злокачественных опухолей магнитоуправляемыми нанопрепаратами (часть 2)	299
<b>Богословская О.А., Рахметова А.А., Ольховская И.П., Глущенко Н.Н.</b> Токсикологические характеристики наночастиц железа	307
<b>Zubarev A.Yu., Abu-Bakr A.F.</b> Hyperthermia effect produced by interacting magnetic nanoparticles	312
<b>Кашевский Б.Э., Кашевский С.Б., Терпинская Т.И. , Улащик В.С.</b> Магнитная гипертермия реальная и мнимая	316
<b>Жолудь А. М., Кашевский Б.Э., Кашевский С.Б.</b> Магнитофорез и магнитная сепарация эритроцитов	323
<b>Краков М.С., Никифоров И.В.</b> Влияние неоднородного нагрева на стабильность параметров и ресурс магнитожидкостных уплотнений: численное моделирование	329
<b>Радионов А.В., Виноградов Н., Казакуца А.В.</b> Магнитожидкостные герметизаторы подшипниковых узлов электродвигателей ВАО	335
<b>Казakov Ю.Б., Тихонов А.И.</b> Технология численного исследования магнитожидкостного герметизатора с использованием библиотеки моделирования физических полей	340

<b>Перминов С.М., Перминова А.С., Страдомский Ю.И.</b> Исследование магнитожидкостного уплотнения немагнитного вала классического исполнения	347
<b>Сизов А.П., Луковкин Р.А.</b> Повышение герметичности магнито-жидкостного термоуправляемого уплотнения	355
<b>Полетаев В.А., Пахолкова Т.А., Власов А.М.</b> Расчет фактической площади контакта в подшипниках скольжения при граничной смазке	360
<b>Полетаев В.А., Власов А.М., Арефьев И.М.</b> Исследование моментов трения в рабочем зазоре магнитожидкостных герметизаторов	369
<b>Зарубин В.П., Полетаев В.А., Киселев В.В., Никитина С.А., Покровский А.А.</b> Применение нанопорошков силикатов в смазочных материалах	376
<b>Балагуров И.А., Мизонов В.Е., Berthiaux Н.</b> Моделирование и оптимизация кинетики смешивания сегрегирующих компонентов в многокомпонентном дисперсном материале	385
<b>Демиденко О.В., Сайкин М.С.</b> Влияние механической обработки деталей магнитопровода на критический перепад давлений магнитожидкостного герметизатора	390
<b>Морозова Д.Ю., Сайкин М.С.</b> Расчётное определение силы подвеса чувствительного элемента магнитожидкостного датчика угла наклона	395
<b>Перминов С.М., Полетаев В.А., Пахолкова Т.А., Власов А.М.</b> Распределение магнитного поля в рабочем зазоре и окружающем магнитную систему пространстве магнито-жидкостных герметизаторов	401
<b>Страдомский Ю.И., Филиппов В.А.</b> Анализ геометрии рабочего зазора магнитожидкостного сепаратора	411
<b>Федоров О.Л., Скроботова Т.В.</b> Проектировочный расчет магнитного сепаратора	417

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

## ПОЛУЧЕНИЕ И ПРИМЕНЕНИЕ МАГНИТНЫХ СОРБЕНТОВ ИЗ ОТХОДОВ ПРОИЗВОДСТВА

**Соловьёва А. Н., Калаева С.З., Макаров В.М., \*Шипилин А.М.,  
Захарова И.Н., Чеснокова А.А.**

Ярославский государственный технический университет  
150023, Ярославская область, г. Ярославль, Московский пр-т., д. 88.  
Факс: (4852)44-68-13; E-mail: [kalaevasz@ystu.ru](mailto:kalaevasz@ystu.ru)

\*Московский государственный университет им.М.В. Ломоносова,  
119899, Москва, Воробьевы горы



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 (гальваншламов)». Имеет 353 научные публикации, в том числе 310 статей, 367 авторских свидетельств на изобретение и патентов РФ, 6 статей в иностранных журналах. 34 года является заведующим кафедрой «Охрана труда и природы», профессором ЯГТУ, академиком Российской экологической академии. Основные научные интересы лежат в области утилизации отходов производства и потребления.



Шипилин Анатолий Михайлович окончил физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова в 1975 году. В 1978 году там же окончил аспирантуру. Доктор физико-математических наук, профессор. Имеет более 150 научных публикаций, шесть авторских свидетельств на изобретения. В настоящее время преподает на физическом факультете МГУ им. М.В. Ломоносова.



Захарова Ирина Николаевна окончила физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова в 1975 году. Кандидат физико-математических наук, имеет более 100 научных публикаций и четыре авторских свидетельства на изобретения. В настоящее время является доцентом кафедры физики ЯГТУ.



Калаева Сахиба 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 120 научных публикаций, в том числе 36 статей, 15 патентов РФ, 1 статью в иностранном журнале. В настоящее время является доцентом кафедры «Охрана труда и природы» ЯГТУ.



Соловьёва Анастасия Николаевна окончила ЯГТУ в 2013 году. В 2013 году защитила бакалаврскую работу на тему: «Получение порошкообразного магнитного сорбента для сбора нефти». Имеет 9 публикаций, в том числе 2 статьи. В настоящее время является магистрантом 2-го курса ЯГТУ.



Чеснокова Александра Алексеевна 2011 окончила ЯГТУ по специальности «Стандартизация и сертификация», в 2013 окончила магистратуру ЯГТУ по направлению «Материаловедение и технология материалов». В настоящее время является аспирантом ЯГТУ и работает ассистентом на кафедре «Технология металлов».

Проблемы загрязнения окружающей среды с каждым годом обостряются. Одним из основных и крупномасштабных загрязнителей являются нефть и нефтепродукты. Проблема ликвидации разливов нефти становится особенно актуальной. Весьма перспективной представляется использование для их удаления магнитных сорбентов (МС), которые расширяют возможности для решения многих производственных и экологических задач.

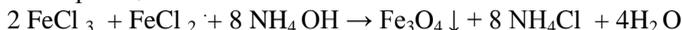
Преимущество таких сорбентов по сравнению с обыкновенными (не магнитными) состоит в том, что, обладая высокой сорбционной емкостью, они могут извлекать адсорбированные вещества при помощи магнитного поля. Сорбенты с магнитными свойствами применяются для контактной очистки воды, что существенно упрощает адсорбционный процесс и полностью отработки адсорбента, исключает стадию отделения отработанного адсорбента от раствора, являющуюся одной из трудоемких, заменив ее магнитной сепарацией.

Придание сорбентам магнитных свойств может обеспечить значительное повышение эффективности их использования, поскольку открывается возможность вводить сорбенты в очищаемую среду в виде дисперсной фазы при контролируемой поверхности межфазного контакта и извлекать из среды физическим методом.

Магнитоуправляемые сорбенты, применяемые для сбора нефти с поверхности водоемов, и в других областях представляют собой материалы, изготовление которых требует использования дорогостоящего сырья, а использование отходов производства для их изготовления снизит стоимость магнитных сорбентов. [1-4]

Магнитные сорбенты состоят из магнетита и немагнитного сорбента.

Одним из вариантов синтеза магнетита является химическая конденсация, предложенная В. С. Элмором в 1938 году [5], в основе которой лежит реакция:



Суть метода химического осаждения высокодисперсного магнетита заключается в быстрой нейтрализации при постоянном перемешивании солей двух- и трёхвалентного железа избытком водного раствора аммиака.

В нашей работе магнетит получали из железосодержащих отходов производства химической конденсацией и электрохимическим способом, а в качестве немагнитного сорбента использовали активированный уголь.

Блок-схема получения магнитного сорбента из отходов производства способом химической конденсации представлена на рис. 1.



Рис. 1. Блок-схема получения магнитных сорбентов из отходов производства способом химической конденсации

Отход производства (пыль с электрофильтров металлургического производства или гальваношламы), содержащий ионы трехвалентного железа растворяли в соляной кислоте, после фильтрации добавляли раствор 10%-го сульфата железа (отход, образующийся после травления стальных листов на металлургическом производстве) и при интенсив-

ном перемешивании вводили раствор аммиака, предварительно добавив в него активированный уголь.

Электрохимический способ заключается в проведении электролиза со стальными электродами в предварительно подогретом ( $86 \pm 2$  °C) 0,15 % растворе хлорида натрия при плотности тока  $1 \text{ A/дм}^2$ . К раствору хлорида натрия предварительно добавляли активированный уголь в соотношении уголь : магнетит = 0,7:1. При взаимодействии продуктов анодной и катодной реакции происходит образование гидроксида железа (II), который частично окисляется кислородом воздуха. Далее образуется магнетит по реакции:

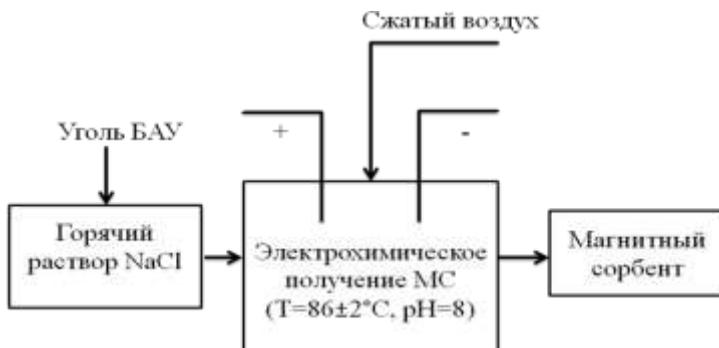
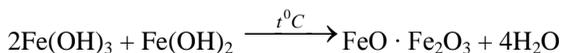


Рис. 2. Блок-схема получения магнитных сорбентов электрохимическим способом

В процессе работы был изучен порядок введения немагнитного сорбента. Активированный уголь добавлялся двумя способами: предварительно в раствор аммиака и в уже готовую суспензию магнетита. Результаты представлены на диаграммах (рис. 3, 4).

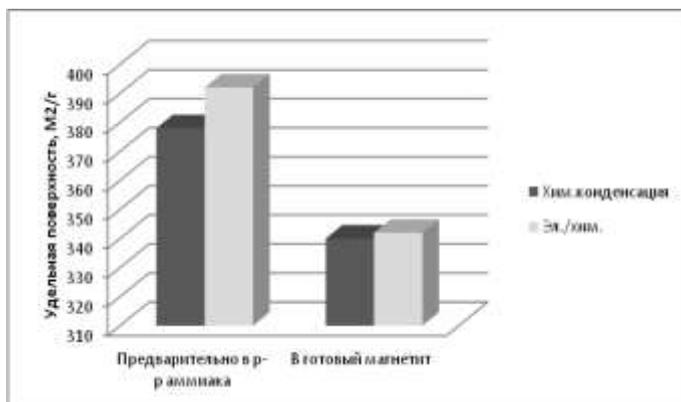


Рис. 3. Диаграмма зависимости удельной поверхности магнитных сорбентов от способа введения немагнитного сорбента

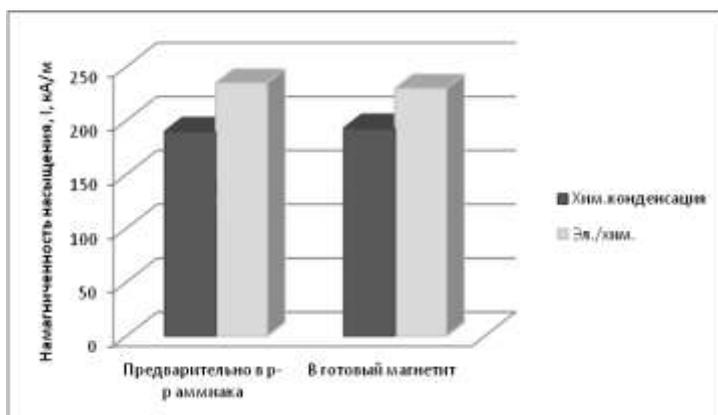


Рис. 4. Диаграмма зависимости намагниченности насыщения магнитных сорбентов от способа введения немагнитного сорбента

Из диаграмм видно, что при практически равной намагниченности насыщения, сорбент с добавлением угля предварительно в раствор аммиака, обладает более высокой удельной поверхностью.

Для исследования применения МС были получены ряд магнитных сорбентов свойства, которых представлены в табл. 1.

Из таблицы видно, что лучшими свойствами обладает МС, полученный с использованием электрохимического магнетита и магнетита полученного из отхода ГОК способом химической конденсации.

Таблица 1

**Свойства полученных магнитных сорбентов**

Состав сорбента	Намагниченность насыщения, кА/м	Удельная поверхность, м <sup>2</sup> /г
Химическая конденсация		
Магнетит из отхода металлургического производства	203,6	99,3
Магнетит из отхода ГОК	245,6	104,1
Магнетит из реактивного сырья	274,9	106,0
Магнитный сорбент из отхода металлургического производства	190,4	278,3
Магнитный сорбент из отхода ГОК	257,3	355,2
Магнитный сорбент из реактивного сырья	247,4	290,4
Электрохимический способ		
Магнетит	243,0	106,4
Магнитный сорбент	235,1	392,6
Уголь марки БАУ	-	203,2

В процессе работы, полученный нами магнитный сорбент был использован для очистки воды от нефтепродуктов. Были проведены эксперименты с использованием для очистки воды магнетита, активированного угля и магнитного сорбента. Эксперимент проводился в лабораторных условиях:

1. В сточную воду с концентрацией нефтепродуктов 100мг/дм<sup>3</sup> насыпали магнитный сорбент в соотношении МС:НП 1:8.

2. Перемешивали СВ с омагниченными НП (*в течение 1 минуты*). Далее давали время выдержки 4 минуты для взаимодействия МС с НП.

3. Собирали омагниченные нефтепродукты с помощью магнита.

Очистку сточной воды от НП с помощью магнетита осуществляли по этой же технологии, а очистку с помощью активированного угля проводили в адсорбере.

Отношение сорбента к нефтепродуктам во всех опытах было 1:8. Результаты представлены на рис. 5 и 6.

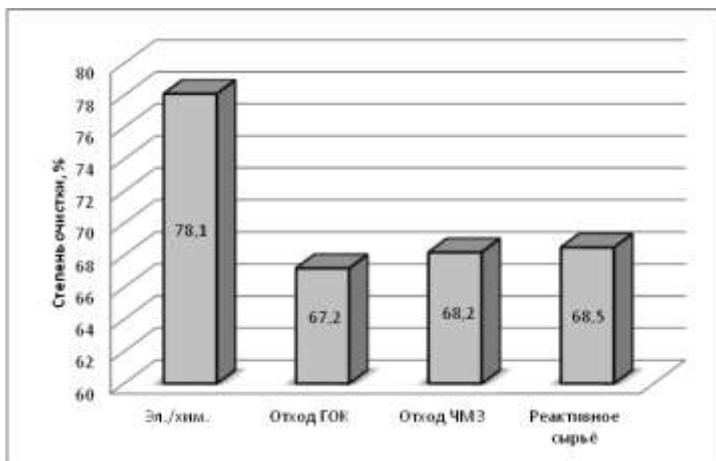


Рис. 5. Диаграмма зависимости степени очистки воды от нефтепродуктов с помощью магнетита

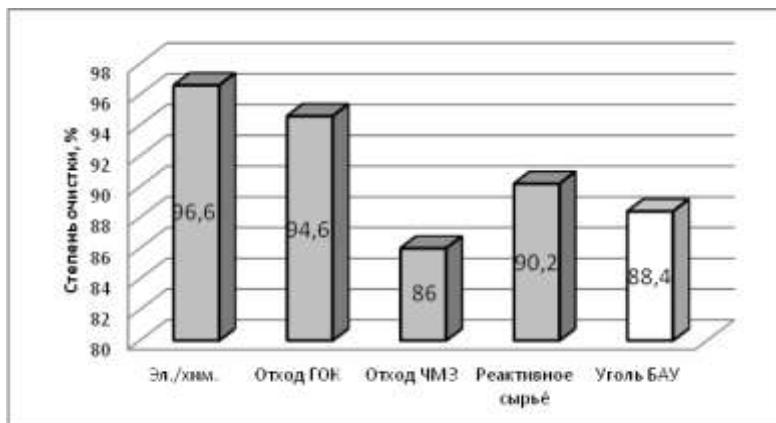


Рис. 6. Диаграмма зависимости степени очистки воды от нефтепродуктов с помощью магнитного сорбента

Из диаграмм видно, что степень очистки при использовании в качестве сорбента угля марки БАУ составляет 88 %, при использовании в

качестве сорбента магнетита составляет 65-80 %, а при использовании магнитного сорбента, степень очистки составляет 85-95 %, что выше на 15 % чем при использовании магнетита в качестве сорбента.

В результате проделанной работы исследовано влияние технологических параметров получения магнитных сорбентов на их свойства. Показано, что наилучшими свойствами обладает сорбент на основе магнетита, синтезированного электрохимическим способом и способом химической конденсации из отхода ГОК при соотношении уголь : магнетит 0,7:1, скорости перемешивании 700 об/мин и времени перемешивания 15 мин. Доказано, что предварительное введение немагнитного сорбента в раствор при осаждении магнетита, повышает удельную поверхность магнитных сорбентов на 12-16 %. Показано, что полученные магнитные сорбенты можно применять для очистки воды от нефтепродуктов с эффективностью 85-95 %, дополнительным преимуществом применения магнитных сорбентов является сокращение времени на очистку.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. А.П. Красавин, Н.М. Веснин. Проблемы борьбы с аварийными нефтяными разливами нефти // Топливо-энергетический комплекс / № 3, 2000. – с. 102-103.
2. В.А. Никашина, И.Б. Серова, Б.А. Руденко. Ферритизированный магнитоактивный ионообменник для извлечения тяжелых металлов и радионуклидов из объектов окружающей среды // Электронный ресурс. Режим доступа: <http://sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/1561.html> / Патент РФ № 2081846.
3. А.М. Тузова, В.В. Фадеев, Л.Д. Раснецов, Б.Е. Раснецова. Магнитоактивные сорбенты на основе природных и синтетических цеолитов // Электронный ресурс. Режим доступа: <http://sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/1559.html> / Патент-РФ № 2061540.
4. Технология переработки отходов: монография / Э.М. Соколов, Ю.А. Москвичев, Е.А.Фролова, Н.С. Яманина, О.П. Филиппова, Н.И.Володин, В.М. Макаров. – Ярославль: Изд-во ЯГТУ, 2006. – 387 с.
5. Elmore W.C. // Phys. Rev., 1938, V.54, P.309

## МАГНИТНЫЕ И МЕССБАУЭРОВСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НАНОДИСПЕРСНОГО МАГНЕТИТА

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

Ярославский государственный технический университет,  
150023, г. Ярославль, Московский проспект, 88А, kalaevasz@ystu.ru

**В.И. Николаев, А.М. Шипилин, М.Е. Терзи**

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
119899, г. Москва, Воробьевы Горы, amship@mail.ru

*Введение.* Изучение наноматериалов привлекает неослабевающее внимание исследователей как в связи с фундаментальными проблемами физики магнитных явлений, так и с перспективностью применения этих материалов в технике и медицине [напр., 1-3]. Нанодисперсный магнетит является одним из самых распространенных магнитных наноматериалов. Физические свойства массивного магнетита  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  изучались многими авторами. Известно, что это феррит, имеющий структуру шпинели, причём в А-позиции присутствуют ионы трёхвалентного железа, а в В-позиции имеют место ионы как двух-, так и трёхвалентного железа (количество тех и других в этой позиции одинаково). Температура перехода массивного магнетита в парамагнитное состояние  $T_c=858$  К. Следует заметить, что важным обстоятельством, перспективным с точки зрения технического применения, является наличие у магнетита температурного превращения, сопровождающегося изменением его электропроводности на два порядка – так называемого перехода Вервея [4]. Температура этого перехода для массивного магнетита  $T_v=119$  К, вблизи этой температуры имеют место особенности температурных зависимостей ряда других физических характеристик, в т.ч. спонтанной намагниченности  $\sigma_s$ . Согласно современным представлениям, при  $T < T_v$  магнетит находится в упорядоченном состоянии, причём имеет место локализация электронов на катионах  $\text{Fe}^{2+}$ ,  $\text{Fe}^{3+}$  в В-местах кристаллической решётки. При  $T > T_v$  электронные состояния делокализуются таким образом, что можно говорить о катионах  $\text{Fe}^{2.5+}$  в этих позициях. Превращение сопровождается искажением кристаллической решётки, она является ромбоэдрической при  $T < T_v$ .

Перспективы практического применения наномангнетита делают актуальными вопросы, связанные с изменением его физических свойств при переходе к наноразмерным частицам. Так, важным с точки зрения возможного применения в нанoeлектронике является вопрос о влиянии размера частиц на характер и температуру перехода Вервея. Данные различных авторов не согласуются между собой, и вопрос явля-

ется открытым для дальнейших исследований. При обсуждении магнитных свойств наночастиц магнетита необходимо учитывать как особенности электронного состояния ионов железа, так и измененное магнитное состояние катионов в поверхностной области частицы. Сильнейшее влияние на свойства наночастиц оказывают наличие искажений кристаллической решетки, особенностей микроструктуры, дефектов. Очень важным фактором является возможность суперпарамагнитного состояния наночастиц, влияние на него температуры, эффектов межчастичного взаимодействия. Сложность теоретического описания свойств конкретных наномагнетиков делает необходимым разностороннее экспериментальное исследование их магнитных характеристик.

*Методика.* Нами проводились мессбауэровские и магнитные исследования образцов нанодисперсного магнетита с различным средним размером частиц  $d_{cp}$  от 11 до 45 нм и «массивного» магнетита – порошка с размером  $\sim 1$  мкм. Исследовались порошки магнетита, синтезированные методом электрохимического осаждения [4] и методом химической конденсации [5]. Рентгеновские исследования показали наличие в них одной фазы – магнетита  $Fe_3O_4$ . Методами электронной микроскопии и рентгеновской дифрактометрии для всех исследованных образцов определялся средний размер частиц  $d_{cp}$ .

Мессбауэровские спектры всех названных образцов регистрировались в геометрии пропускания, источником излучения служил  $^{57}Co$  в матрице  $Sr$ . Регистрация спектров проводилась при температуре  $T = 300$  К, что существенно ниже температуры Нееля  $T_N = 858$  К магнетита. В настоящей работе использовалась программа «Distri» [7], которая позволяет проводить обработку мессбауэровского спектра, представляющего собой суперпозицию парциальных спектров различной формы (от синглета до секстета). С помощью неё по данным о мессбауэровском спектре для исследованных образцов были получены функции распределения эффективных магнитных полей на ядрах  $^{57}Fe$   $p(H_n)$ , часть из которых приведена на рис. 1.

Магнитные измерения проводились с использованием СКВИД-магнитометра в температурном интервале 10–400 К по стандартной методике ZFC и FC в поле 10 Э; регистрировались также зависимости намагниченности от величины магнитного поля при фиксированных температурах 10 К и 300 К в полях до 10 кЭ. Кроме того, проводились измерения полевых зависимостей намагниченности образцов нанодисперсного магнетита с использованием вибрационного магнитометра при комнатной температуре в магнитных полях до 6 кЭ.

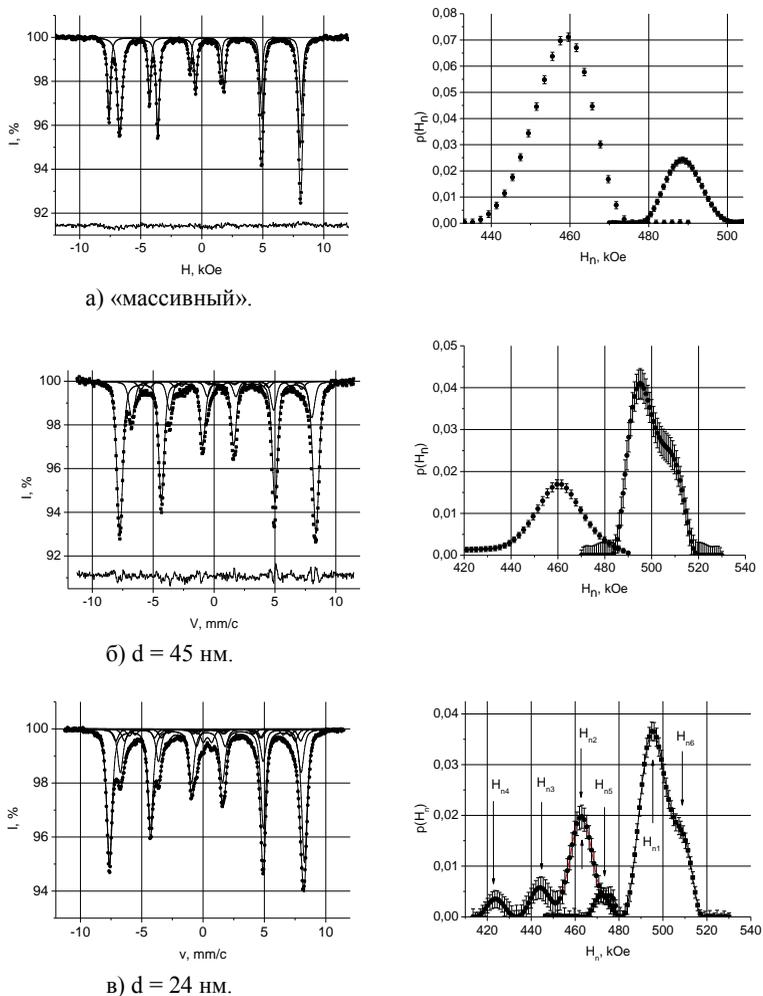


Рис. 1. Мессбауэровские спектры (слева) и соответствующие им функция распределения эффективных магнитных полей на ядрах железа (справа) для магнетита

*Результаты и обсуждение.* На рис. 2 представлены температурные зависимости удельной намагнитченности  $\sigma$  для образцов наномагнетита с различным средним размером частиц  $d_{cp}$  в случае, когда, согласно стандартной методике, образец охлаждался в нулевом магнитном поле,

затем проводились измерения при нагревании в магнитном поле 10 Э и при охлаждении в таком же поле (кривые, соответствующие нагреванию, повторно в изменённом масштабе приведены в правой части рис. 2).

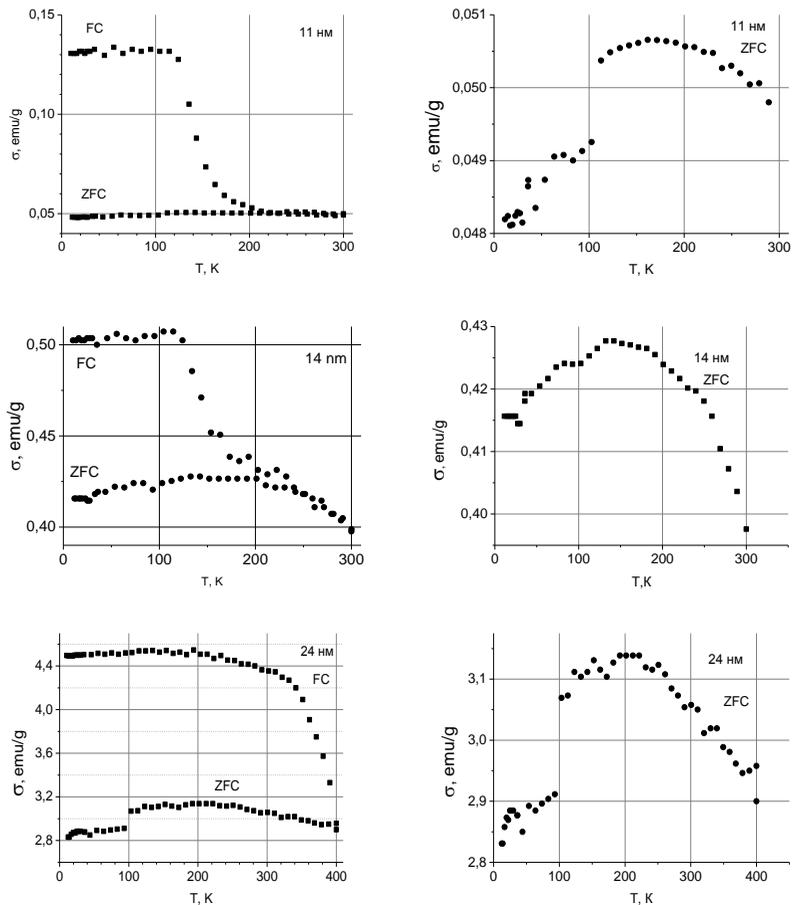


Рис. 2. Температурные зависимости удельной намагниченности магнетита, внешнее магнитное поле  $H=10$  Э

Для всех представленных образцов кривые ZFC и FC, совпадающие в области высоких температур, расходятся при т.н. температуре необратимости  $T_n$ . Кривая ZFC для каждого образца имеет максимум

при температуре  $T_{\max}$ . Принято считать, что эта температура соответствует температуре блокировки  $T_B$  - температуре, при которой характерное время тепловых флуктуаций магнитного момента наночастицы

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{\Delta E}{k_B T}\right)$$

становится равным характерному времени измерений. Согласно теоретическим представлениям температуры  $T_n$  и  $T_{\max}$ , близкие в случае монодисперсного наномагнетика, заметно различаются, если имеет место распределение частиц по размерам; тогда  $T_n$  может рассматриваться как температура блокировки наиболее крупных частиц, а  $T_{\max}$  – как средняя температура блокировки системы наночастиц (по другой версии, как  $T_B$  для наиболее мелких частиц в ней). Расчёты в рамках теории суперпарамагнетизма дают следующую оценку для  $T_B$ :

$$T_B = \frac{K_V V}{25k_B}$$

Как следует из рис. 2, значения характерных температур  $T_n$  и  $T_{\max}$  уменьшаются с уменьшением среднего размера частиц  $d$ , что согласуется с приведённой оценочной формулой. На основании этих значений нами получены оценки среднего размера частиц, близкие к величинам  $d_{cp}$  в исследованных образцах.

Важным обстоятельством представляется наличие скачка на графиках ZFC -зависимостей  $\sigma(T)$  для исследованных образцов наномагнетита. Эта аномалия имеет разную степень выраженности для них и наблюдается при  $T \sim 100$  К. Она может свидетельствовать о каком-то изменении магнитного состояния магнетита. Этот переход не связан с переходом Вервея, о чём говорят результаты мессбауэровского исследования тех же образцов.

Анализ функций распределения эффективных магнитных полей на ядрах  $^{57}\text{Fe}$  (рис. 1), полученных на основании мессбауэровских спектров исследованных образцов, позволяет говорить о наличии упорядоченного распределения 2-х и 3-х валентных ионов железа в В-местах решетки  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  при  $T = 300$  К для образцов нанодисперсного магнетита с  $d_{cp} \leq 45$  нм, что связывается с отсутствием электронного обмена между  $\text{Fe}^{2+}$  и  $\text{Fe}^{3+}$  в В-подрешетке, как это имеет место в «массивном» магнетите при  $T < T_V$ , где  $T_V$  – температура перехода Вервея. Современные представления о сложной природе этого перехода позволяют говорить о его зависимости от многих факторов, в т.ч. от искажения и дефектности кристаллической структуры, имеющей место в наночастицах.

*Заключение.* В результате магнитных и мессбауэровских исследований образцов нанодисперсного магнетита обнаружена аномалия температурной зависимости намагниченности, обусловленная магнитным фазовым переходом, не связанным с переходом Вервея в магнетите. Изучены особенности суперпарамагнитного поведения системы нанодисперсных частиц магнетита. Установлено, что температурные параметры области блокировки для такой системы существенным образом зависят от среднего размера частиц наномангнетита.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

.....

1. Суздалев И.П. Электрические и магнитные переходы в нанокластерах и наноструктурах. Изд-во «Фасанд», 2012. 480 с.
2. Губин С.П., Кокшаров Ю.А., Хомутов Г.Б., Юрков Г.Ю. Усп. Хим. 2005. 74. № 6. С. 539-574.
3. Fengqin Hu, Keith W. MacRenaris, Emily A. Waters, Elise A. Schultz-Sikma, Amanda L. Eckermann and Thomas J. Meade. Chem. Commun. 2010. Т. 46. P. 73–75.
4. Смит Я., Вейн Х. Ферриты. – М.: Из-во «Иностранной литературы», 1962, 504 с.
5. Калаева С.З., Ерехинская А.Г., Макаров В.М., Захарова И.Н., Шипилин А.М., Шипилин М.А. Экология и промышленность России. Сентябрь 2009. С. 16-17.
6. Massart R., IEEE Trans. Magn., 1981, Mag-17, 2, 1247-1248.
7. Русаков, В.С. Мёссебауэровская спектроскопия локально неоднородных систем / В.С. Русаков. Алматы, 2000. 430 с.

## ОСОБЕННОСТИ НАМАГНИЧИВАНИЯ МАГНИТНЫХ КОЛЛОИДНЫХ НАНОСИСТЕМ НА ПАРАФИНОВОЙ ОСНОВЕ

Диканский Ю.И.<sup>1</sup>, Испирян А.Г.<sup>1</sup>, Куникин С.А.<sup>1</sup>, Радионов А.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФГАОУ ВПО «Северо-кавказский федеральный университет»,  
Институт математики и естественных наук, Россия, г. Ставрополь,  
ул. Пушкина, 1

<sup>2</sup>Национальный университет кораблестроения им. адм. Макарова,  
Украина, г. Николаев, проспект Героев Сталинграда, 9  
E-mail: Dikansky@mail.ru

### Введение.

Магнитные свойства магнитных коллоидных наносистем – магнитных жидкостей ранее рассматривались во многих работах, обзор первых из которых можно найти в ряде монографий (например, в [1,2]). Развитие исследований в этом направлении осуществлялось при рассмотрении особенностей релаксации магнитного момента однодоменных частиц, учета их взаимодействия [3-7] и связанных с ним структурными изменениями системы [8]. Одним из параметров, исследование которого позволяет провести анализ проявления этих процессов, является магнитная восприимчивость. Поэтому, исследование ее функциональных зависимостей неоднократно предпринималось многими авторами [3-9]. Одним из интересных результатов в этой области является экспериментально обнаруженный максимум температурной зависимости восприимчивости, о котором, по-видимому впервые, сообщалось в работах [3, 4]. Его наличие в [3] было объяснено потерей ориентационных степеней свободы магнито жестких однодоменных частиц при затвердевании дисперсионной среды. Аналогичное объяснение природы указанного максимума предлагалось в работах [5,6], вместе с тем в работе [7] он был связан с магнитным фазовым переходом системы в так называемое состояние «дипольного стекла» По-видимому, отсутствие исчерпывающей ясности в этой проблеме способствует поддержанию к ней интереса, о чем может свидетельствовать появление в последующих работах, например [10], в которых в качестве причины экстремального характера зависимости магнитной восприимчивости также рассматривается указанный выше магнитный фазовый переход. Следует отметить, что в большинстве работ, посвященных этому вопросу, исследовались магнитные жидкости на основе керосина с дисперсными частицами магнетита, переход которых в твердое состояние происходит при температурах 200 -240 К. Между тем, известно [11], что в этой области

температур возможно существенное изменение константы магнитной анизотропии магнетита, величина которой определяет переход системы в суперпарамагнитное состояние.

#### **Методика измерений и образцы для исследования.**

Исследование динамической магнитной восприимчивости в широком температурном интервале (от 77 до 380 К) и кривых намагничивания проводилось аналогично [13].

В качестве объектов исследования были использованы два образца магнитной жидкости с магнетитовыми частицами на парафиновой основе, намагниченность насыщения которых составляла 80,2 и 28,0 кА/м. Образец №1 получен по стандартной методике путем химического осаждения магнетита из солей железа, в качестве стабилизатора использовалась олеиновая кислота. Образец №2 был получен путем смешивания расплава парафина с пастой из частиц магнетита, полученной выпариванием носителя из магнитной жидкости на основе керосина с олеиновой кислотой в качестве стабилизатора с высокой (>25%) концентрацией дисперсных частиц.

#### **Результаты исследований.**

На рис. 1 приведена температурная зависимость магнитной восприимчивости образца № 1 на основе парафина (*кривая 1*). Как видно из рисунка, первоначально, при увеличении температуры наблюдается рост магнитной восприимчивости, который, однако, замедляется с выходом на плато при температурах близких к 273 К, на котором в интервале температур 273-323К прослеживается слабо выраженный пологий максимум. При температуре, соответствующей переходу образца из твердого состояния в жидкое (323 К), наблюдается небольшой острый максимум, а затем резкое уменьшение магнитной восприимчивости. Такой же характер, но с более выраженными максимумами имеет и кривая температурной зависимости магнитной восприимчивости образца № 2.

Дополнительное воздействие постоянного магнитного поля приводит к уменьшению магнитной восприимчивости исследованных образцов, но не изменяет характер их температурной зависимости (кривая 2 рис. 1). Была также исследована магнитная восприимчивость одного из образцов (№1) после отверждения его расплава в магнитном поле. Для этого кювету с расплавленным образцом помещали в соленоид, создававший магнитное поле напряженностью 24,8 кА/м и выдерживали в нем при комнатной температуре до перехода в твердое состояние. После этого, кювета с образцом удалялась из поля, охлаждалась до температуры 77 К и возвращалась в измерительную систему, с помощью которой проводились исследования температурной зависимости магнитной восприимчивости. Оказалось, что в этом случае восприимчивость такой магнитной жидкости значительно увеличивается ( $\approx 20\%$ ) при сохранении характера ее температурной зависимости, при этом, температура, соответствующая максимальному значению восприимчивости остается несколько ниже температуры плавления (рис.1 кривая 1). Очевидно, после отверждения такой магнитной жидкости в магнитном поле, в ней сохраняется структурная анизотропия после выключения поля, которая обуславливает анизотропию магнитной восприимчивости образца. Кроме того, были проведены исследования возможности возникновения остаточной намагниченности в образце, отвердевшем в магнитном поле. Оказалось, что в таких образцах действительно, обнаруживается остаточная намагниченность, величина которой релаксирует к постоянной величине в течение некоторого времени. На рисунке 2 (точки) показана зависимость остаточной намагниченности исследуемого образца, охлажденного до температуры ниже точки плавления в магнитном поле, напряженностью 28,7 кА/м, полученная с помощью баллистического метода.

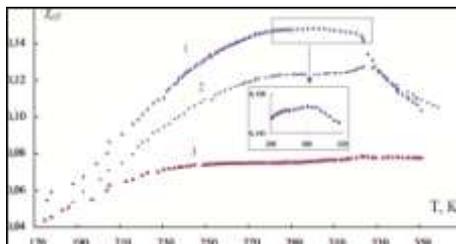


Рис. 1. Температурная зависимость магнитной восприимчивости образца № 1:

- 1 – образец охлажден в магнитном поле;
- 2 – магнитное поле отсутствует;
- 3 – постоянное подмагничивающее поле 9,7 кА/м

### **Обсуждение результатов исследования.**

Анализ полученных зависимостей температурных зависимостей магнитной восприимчивости исследованного образца позволяет утверждать, что ее особенности действительно могут быть связаны с затвер-

деванием основы и блокировкой броуновских степеней свободы магнитожестких частиц. Об этом может свидетельствовать острый экстремум на температурной зависимости магнитной восприимчивости, наблюдающийся при температуре, соответствующей плавлению дисперсионной среды (парафина).

Вместе с тем, следует отметить наличие еще одного, более пологого максимума при температурах ниже плавления парафина, который смещается при дополнительном воздействии постоянного магнитного поля в область более низких температур. Особенно четко это прослеживается для образца №2. Кроме того, температурная зависимость пасты из частиц магнетита, послужившей основой для приготовления магнитной жидкости на основе парафина, также претерпевает максимум, который не может быть связан с затвердеванием дисперсионной среды вследствие ее отсутствия. Можно предположить, что острый максимум температурной зависимости магнитной восприимчивости, наблюдающийся

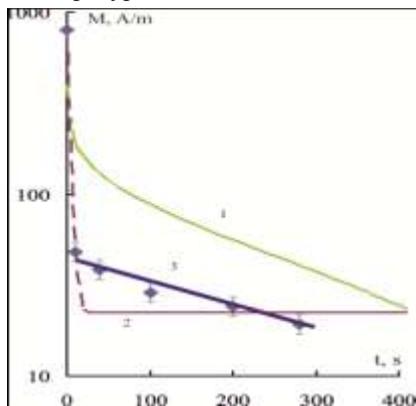


Рис. 3. Релаксация остаточной намагниченности образца №1:

- 1 – степенная функция; 2 – экспоненциальная; 3 – экспоненциальная без учета первой точки

при температуре плавления парафина действительно связан с блокировкой броуновских степеней свободы части наиболее крупных частиц магнетита, магнитный момент которых жестко связан с твердой матрицей. Наличие основного пологого максимума, соответствующего твердому состоянию образца может быть объяснено переходом большей части более мелких частиц при повышении температуры в суперпарамагнитное состояние, релаксация магнитного момента частиц при котором определяется неелевским механизмом. При этом, «размытость» максимума связана с распределением

частиц по размерам и, как следствие, с распределением времен релаксации в некотором интервале времени. Действительно, максимум магнитной восприимчивости магнитной коллоидной системы может быть связан с блокировкой броуновских степеней свободы только в том случае, если частицы при понижении температуры перестали быть суперпарамагнитными еще при температуре, соответствующей жидкому состоянию образца. Наличие подобного максимума температурной за-

зависимости восприимчивости уже отвердевшей магнитной жидкости может быть объяснено переходом частиц из суперпарамагнитного состояния в магнитожесткое. Обнаруженное смещение температуры максимума магнитной восприимчивости магнитного коллоида на основе парафина от дополнительного воздействия магнитного поля, а также частоты измерительного магнитного поля может свидетельствовать в подтверждение этого. Отметим, что результаты проведенных исследований позволяют сделать вывод о необходимости учета возможности изменения механизмов релаксации магнитного момента однодоменных частиц магнитных коллоидов при изменении температуры, концентрации частиц, воздействия магнитного поля и изменении частоты измерительного поля

Воздействие магнитного поля на жидкий образец, приводит к его намагничиванию за счет ориентации магнитных моментов частиц, при этом возможен как поворот момента относительно матрицы, так и поворот самой частицы в случае ее стабильности. После перехода помещенного в магнитное поле жидкого образца в твердое состояние при понижении температуры происходит блокировка броуновских степеней свободы частиц. Размагничивание такого образца возможно только за счет статистического изменения направлений векторов магнитного момента внутри частиц под действием тепловых флуктуаций. В этом случае зависимость намагниченности образца от времени после выключения поля должна иметь вид, характерный для ансамбля суперпарамагнитных частиц. При этом, наличие взаимодействия частиц не должно изменить экспоненциальный характер этой зависимости, так как его учет, как показано в [16], можно осуществить путем добавления в формулу для расчета энергетического барьера дополнительного слагаемого, характеризующего возникающий барьер за счет взаимодействия частиц. С другой стороны, в случае предположения, сделанного в ряде работ [7, 10] о возможности в магнитных жидкостях состояния так называемого «дипольного стекла» зависимость остаточной намагниченности должна описываться степенной функцией типа

$$M_r = M_0 \left( \frac{t}{\tau} \right)^{-\alpha}$$

Анализ полученной зависимости  $M_r(t)$  показал ее отличие, как от экспоненциальной, так и степенной функций (кривые 1 и 2 на рис. 3 соответственно).

Следует, однако, заметить, что вследствие полидисперсности системы, которая приводит к распределению времен релаксации наночастиц

в некотором интервале, и зависимость должна быть выражена соотношением [17]:

$$M_r = M_0 \int_0^{\infty} \frac{f(\tau)}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} d\tau$$

где  $f(t)$  - функция распределения времен релаксации.

В результате этого, уменьшение остаточной намагниченности ансамбля однодоменных частиц от времени, связанное с тепловыми флуктуациями, может не описываться простой экспоненциальной функцией во всем исследуемом интервале времен. Очевидно, именно эту ситуацию отражает полученный экспериментально отрезок приведенной выше

на рис. 3 экспериментальной зависимости  $M_r(t)$ , начало которого соответствует второй экспериментальной точке (первая точка соответствует намагниченности образца в приложенном поле, напряженностью  $H = 27$  кА/м). По-видимому, в связи с небольшим разбросом по размерам фракции крупных частиц отличие их времен релаксации не является значительным и в этом временном промежутке указанная зависимость близка к экспоненциальной (рис. 5, кривая 3). Таким образом, можно сделать заключение, что наличие остаточной намагниченности исследуемой магнитной жидкости на основе парафина можно отнести к магнитному последствию в мелких частицах, обуславливающих процессы магнитной вязкости и не связано с состоянием магнитного упорядочения типа дипольного стекла.

Результаты исследования температурной зависимости магнитной восприимчивости высококонцентрированной пасты магнитной жидкости, в которой исключены броуновские степени свободы частиц во всем исследуемом температурном интервале позволяют также связать наблюдаемые максимумы их температурной зависимости магнитной восприимчивости с переходом в суперпарамагнитное состояние. Подтверждением этого могут служить факты смещения максимума в область более низких температур при дополнительном приложении постоянного магнитного поля и, напротив, в область более высоких температур при увеличении частоты измерительного поля.

*Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (проект № 14-03-00312 а) и Министерства образования Российской Федерации.*

#### Список литературы:

1. Э.Я. Блум, М.М. Майоров, А.О. Цеберс, Магнитные жидкости, Зинатне, Рига (1989), С. 386.
2. Е.Е. Фертман, Магнитные жидкости, Вышешая школа, Минск (1988), с. 184
3. Диканский Ю.И. Магнит. Гидродинамика 2, 33 (1982)

4. K. O'Grady, J. Popplewell, S.W. Charles, *J.Magn.Magn.Mater.* 39, 56 (1983)
5. А.Ф. Пшеничников, А.В. Лебедев, К.И. Морозов, *Магнит. Гидродинамика* 1, 37 (1987)
6. А.Ф. Пшеничников, А.В. Лебедев, *Коллоидный журнал* 2, 123 (2005)
7. А.А. Минаков, А.В. Мягков, И.А. Зайцев, В.Г. Веселаго, *Изв. АН СССР. Сер. физ.* 51, 1062 (1987)
8. Д.В. Гладких, Ю.И. Диканский, К.А. Балабанов, А.В. Радионов, *ЖТФ* 75, 139 (2005)
9. P.C. Fannin, В.К.Р. Scaife, S.W. Charles, *Journal of physics D-applied physics* 21, 1035 (1988)
10. N. Adolphi et al, *Phys. Med. Biol.* 55 (2010) 5985–6003
11. S. Yoon, *Journal of the Korean Physical Society* 59, 3069 (2011)
12. К.Л. Белов, *Электронные процессы в ферритах*, МГУ, Москва (1996) с. 104
13. С.А. Куникин, Ю.И. Диканский *ЖТФ* 80, 112 (2010)
14. P.C.Fannin, C.Mac Oireachtaigh, E.Bertrand, L.Cohen-Tannoudji and J. Bibette, *J.Magn.Magn.Mater.* 300, 210 (2006)
15. R. Zorn *J. Chem. Phys.* 116, 3204 (2002)
16. J. L. Dormann, L. Bessais, D. Fiorani, *J. Phys. C: Solid State Phys.* 21, 2015 (1988)
17. В.И. Ивановский, Л.А. Черникова, *Физика магнитных явлений*, МГУ, Москва (1981) с. 288

## ВЛИЯНИЕ ДОБАВОК УГЛЕРОДНЫХ НАНОЧАСТИЦ НА ПРЕДЕЛЬНЫЕ СКОРОСТИ КУЭТТОВСКОГО ТЕЧЕНИЯ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

**Лабкович О.Н., Погирицкая С.Г., Сулоева Л.В., Чернобай В.А.**

Белорусский национальный технический университет  
220013, г. Минск, пр-т Независимости, 65

Лабкович Ольга Николаевна окончила Белорусский политехнический институт в 1991 году. Имеет 5 научных публикаций, в том числе 1 статья. В настоящее время является старшим преподавателем Белорусского национального технического университета.

Погирицкая Светлана Георгиевна окончила Белорусский государственный институт. Имеет 40 научных публикаций по магнитным жидкостям. В настоящее время является старшим преподавателем Белорусского национального технического университета.

Сулоева Людмила Викторовна окончила Белорусский технологический институт. Имеет свыше 100 научных публикаций по магнитным жидкостям. В настоящее время является научным сотрудником Белорусского национального технического университета.

Чернобай Владимир Алексеевич окончил Харьковский авиационный институт в 1973 году. Имеет 90 научных публикаций по магнитным жидкостям. В настоящее время является научным сотрудником Белорусского национального технического университета.

Одним из главных факторов, ограничивающих скоростной интервал в куэттовском течении магнитной жидкости является повышение ее температуры ( $T$ ) вследствие вязкой диссипации. При ламинарном течении магнитной жидкости главным механизмом отвода тепла, выделяющегося в зазоре, является теплопроводность. Тепловые процессы в зазоре ( $r$ ) между коаксиальными цилиндрами моделировались следующим уравнением [1]

$$\lambda \frac{d^2 T}{dr^2} + \eta \left( \frac{dV}{dr} \right)^2 = 0, \quad (1)$$

где  $\lambda$  - коэффициент теплопроводности,  $\eta$  - вязкость,  $V$  - линейная скорость вращения.

В безразмерном виде уравнение (1) принимает вид:

$$\frac{1}{Br} \frac{d^2 \bar{T}}{d\bar{r}^2} + \left( \frac{d^2 \bar{V}}{d\bar{r}} \right)^2 = 0, \quad (2)$$

где  $Br = \eta V_1^2 / \lambda T_2$  - число Бринкмана, характеризующее теплообмен в слое магнитной жидкости. При граничных условиях постоянная температура внешнего цилиндра и тепловой поток во внутренний цилиндр равен нулю, решение уравнения (2) имело вид:

$$T(\bar{r}) = 1 + \frac{Br}{\bar{r}}(1 - \bar{r}^2) \quad (3)$$

Следовательно, перепад температур между цилиндрами соответствует

$$\Delta T = \frac{Br}{2} \quad (4)$$

Значит, при небольших значениях числа Бринкмана перепад температур незначительный и тепло может отводиться через внешний цилиндр в корпус или через систему охлаждения. В этом случае максимальная скорость вращения внутреннего цилиндра, ограничивающая эффективность системы охлаждения, выражается зависимостью:

$$V_{max} = \left( \frac{2\lambda\Delta T}{\eta} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (5)$$

т.е. одним из главных путей решения проблемы является увеличение переноса тепла в радиальном зазоре теплопроводностью. С этой целью экспериментально исследовалось влияние добавок однослойных углеродных нанотрубок в магнитную жидкость на ее теплопроводность. Авторами было экспериментально установлено, что однослойные углеродные нанотрубки (ОУНТ) в магнитных жидкостях (МЖ), при включении магнитного поля  $H = 400$  кА/м выстраиваются вдоль силовых линий магнитного поля. Использовались магнитные жидкости на основе трансформаторного масла и магнетита с намагнитченностью насыщения 40 кА/м – ММт-40 и 70 кА/м ММт- 70. Теплопроводность измерялась стационарным методом, на теплоизолированном внутреннем цилиндре находился электрический нагреватель, наружный цилиндр термостатировался. Измерялся тепловой поток, температуры цилиндров, радиальный зазор, в котором находились исследуемые магнитные жидкости соответствовал 0,1 мм, в зазоре создавалось радиальное магнитное поле –  $H = 400$  кА/м и осевое магнитное поле –  $H = 400$  кА/м, т.е. в первом случае градиент теплового потока совпадал с направлением магнитного поля (кривые 2,4) рис.1, во втором магнитное поле было перпендикулярно тепловому градиенту (кривые 1, 3).

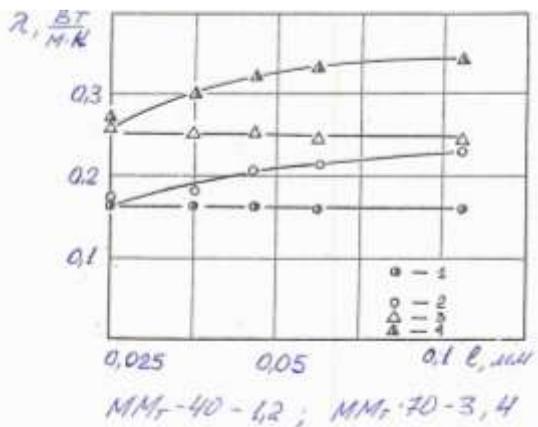


Рис. 1. Зависимость теплопроводности МЖ от добавки ОУНТ

В магнитные жидкости добавлялись ОУНТ весовой концентрацией 0,01% различной длины  $l$ . Наибольший эффект увеличения теплопроводности  $\sim 40\%$  получен при максимальной длине ОУНТ – 0,12 мм и совпадении направлений теплового потока и магнитного поля. В этом случае ОУНТ ориентируясь в радиальном направлении магнитным полем перекрывают зазор, и так как их теплопроводность имеет более высокие значения, они служат «мостиками» для передачи тепла от внутреннего цилиндра к наружному.

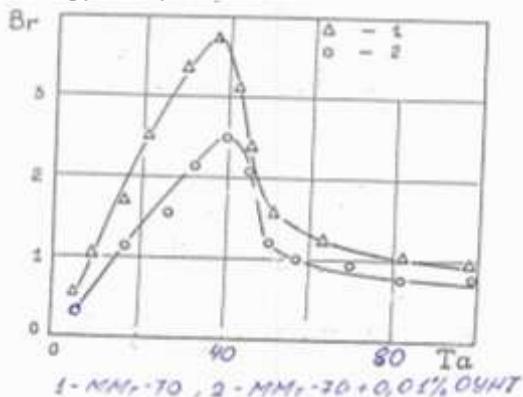


Рис. 2. Влияние на число Бринкмана числа Тейлора

Как видно из рис. 2 добавки ОУНТ в МЖ снижают число Бринкмана во всем исследуемом интервале скоростей, что позволяет увеличить предельно допустимые скорости вращения. На рис. 2 число Тейлора –

$$Ta = \text{Re} \sqrt{\frac{r}{R}}, \quad (5)$$

где  $\text{Re} = \frac{rV}{\nu}$  - число Рейнольдса,  $r$  - радиальный зазор,  $R$  - радиус внутреннего цилиндра,  $V$  - скорость вращения внутреннего цилиндра,  $\nu$  - кинематическая вязкость.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Берковский Б.М., Краков М.С., Рахуба В.К. Проблемы разработки и пределы использования магнитожидкостных уплотнений. // Магнитная гидродинамика, 1982, № 1. - с. 85 - 93.

## СНИЖЕНИЕ ПОТЕРЬ НА ТРЕНИЕ В КУЭТТОВСКОМ ТЕЧЕНИИ ВВЕДЕНИЕМ В МАГНИТНУЮ ЖИДКОСТЬ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

Лабкович О.Н

Белорусский национальный технический университет  
220013, г. Минск, пр-т Независимости, 65. E-mail: [olji@tut.by](mailto:olji@tut.by)



Лабкович Ольга Николаевна окончила Белорусский политехнический институт в 1991 году. Имеет 5 научных публикаций, в том числе 1 статья. В настоящее время является старшим преподавателем Белорусского национального технического университета.

В работе [1] показана возможность снижения вязкого трения в магнитной жидкости (МЖ) при использовании добавок углеродных наночастиц – фуллеренов  $C_{60}$  при невысоких скоростях сдвига, до  $10^3 \text{ с}^{-1}$ . Однако эффект существенно снижается с ростом температуры МЖ, что ограничивает его использование в области больших скоростей сдвига.

В настоящей работе экспериментально исследовалось влияние добавок однослойных углеродных нанотрубок (ОУНТ) на вязкое трение при куэттовском течении МЖ. Исследования проводились на модифицированном вискозиметре Хааке. Магнитная жидкость находилась в радиальном зазоре между цилиндрами, внутренний из которых вращался. Величина радиального зазора –  $r$  изменялась от 0,1 до 0,7 мм, однородное магнитное поле в зазоре –  $H = 0 \div 400 \text{ кА/м}$ , температура –  $T = 20 \div 70 \text{ }^\circ\text{C}$ , линейная скорость вала –  $V$  до 20 м/с, что соответствовало максимальным скоростям сдвига –  $\dot{\gamma} \sim 10^5 \text{ с}^{-1}$ . Использовались магнитные жидкости на трансформаторном масле и магнетите с намагниченностью насыщения 40 кА/м (ММт – 40) и на воде и магнетите с намагниченностью насыщения 32 кА/м (МВ – 32). Кривые намагничивания этих жидкостей носили ланжевеновский характер. Магнитные жидкости центрифугировались при 6000 г и подвергались магнитной сепарации, диаметры частиц магнетита не превышали 15 нм. Физические свойства магнитных жидкостей при  $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$  и  $H = 0 \text{ кА/м}$  соответствовали:

МВ-32 вязкость ( $\eta$ ) 0,0147 Пас, теплопроводность ( $\lambda$ ) 0,72 Вт/мК, плотность ( $\rho$ ) 1200 кг/м<sup>3</sup>;

ММт-40 вязкость ( $\eta$ ) 0,11 Пас, теплопроводность ( $\lambda$ ) 0,18 Вт/мК, плотность ( $\rho$ ) 1300 кг/м<sup>3</sup>.

Весовое соотношение добавок  $C_{\text{УНТ}}/C_{\text{МЖ}}$  варьировалось от 1 % до 0,001 %. Добавки, однослойные углеродные нанотрубки, представляли

собой полые немагнитные цилиндры диаметром до 5 нм и длиной  $5 \div 10$  мкм (микрон). Однослойные углеродные нанотрубки проявляют высокую упругость при изгибе, так под действием нагрузки в направлении нормальном к продольной оси они гнутся, а после снятия нагрузки восстанавливают свою форму, т.е. работают как пружина. Многослойные углеродные нанотрубки более жесткие [2].

На рис. 1 представлена фотография, выполненная с помощью электронного микроскопа, образца магнитной жидкости МВ-32 с добавкой ОУНТ весовой концентрацией 0,01 % в магнитном поле ( $H = 400$  кА/м). Видно, что все ОУНТ ориентированы вдоль силовых линий магнитного поля, т.е. силы магнитного поля достаточно, чтобы ОУНТ приняли прямолинейную форму и были сорентированы вдоль магнитного поля.



Рис. 3. Позиционирование УНТ магнитным полем

В верхней части фотографии и в середине справа видны две дуги, расположенные поперек силовых линий магнитного поля – это многослойные углеродные нанотрубки, которые обладают более жесткими свойствами и силы магнитного поля  $H = 400$  кА/м не достаточно для их позиционирования в направлении поля.

В работе [3] экспериментально показано, что течение воды в зазоре между цилиндрами при вращении внутреннего цилиндра и условиях близких к нашим (величина радиального зазора – 0,127 мм, 0,225 мм) с увеличением скорости переходит из ламинарного в вихревой. Смена режима течения происходит при критическом числе Тейлора

– 41,2. Здесь число Тейлора  $Ta = \text{Re} \left( \frac{r}{R} \right)^{0,5}$ , где  $\text{Re} = \frac{rV}{\nu}$  ( $\nu$  – кинематическая вязкость). При этом резко увеличивается угол наклона кривой измеряемого момента трения. Вихри Тейлора наблюдались авторами [3] визуально и подтверждались реальными пульсациями скоростей, зафиксированными пленочным термоанемометром. Авторы [4] численно исследовав куэттовское течение МЖ в поперечном магнитном поле при высоких скоростях сдвига, т.е. с учетом ее диссипативного разогрева, пришли к выводу, что учет теплового и реологического факторов может привести к возникновению участков с неустойчивым течением магнитной жидкости. Опытные данные, полученные нами на вискозиметре Хааке, показали сильную зависимость вязкости магнитных жидкостей от температуры, которая определялась их основой и для ММт-40 носила экспоненциальный характер (рис. 2).

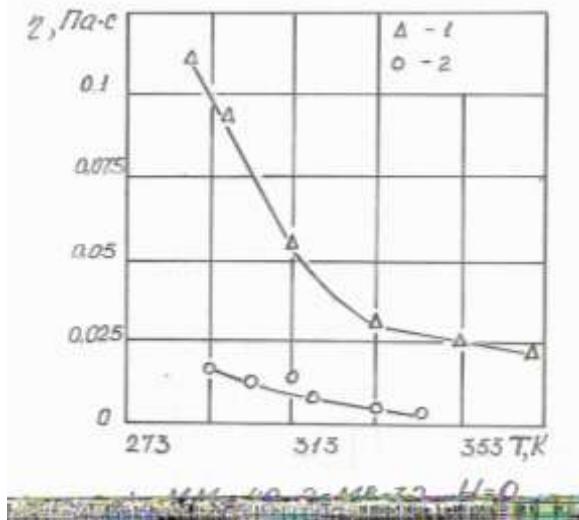


Рис. 4. Температурная зависимость вязкости

Характер кривых течения магнитных жидкостей ММт-40 и МВ-32 представлен на рис. 3 в виде зависимости измеряемого момента трения от безразмерной скорости вращения (числа Тейлора). Обнаружено резкое увеличение угла наклона кривой момента трения (точки 1' и 2'), что согласно результатам [3] свидетельствует о переходе ламинарного течения в вихревое. Критическое число Тейлора (точка 2') для магнитной жидкости МВ-32 соответствует его классическому значению 42, с по-

грешностью  $\pm 5\%$ . В тоже время, критическое число Тейлора для магнитной жидкости на основе трансформаторного масла оказалось ниже классического  $Ta = 35$  на 15%. Термопарные измерения температуры МЖ в зазоре зафиксировали при  $Ta = 35$  установившуюся температуру МЖ при диссипативном разогреве –  $T = 37^\circ\text{C}$ .

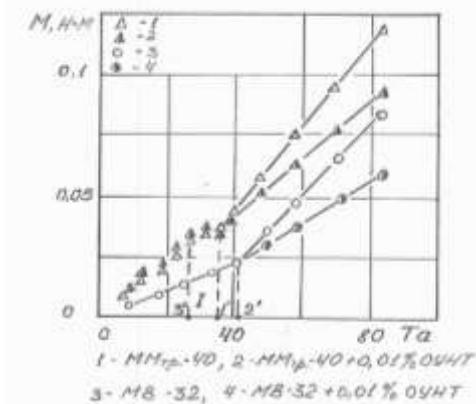


Рис. 5 Снижение трения добавками ОУНТ

Вследствие сильной температурной зависимости свойств ММт-40 на графике виден спадающий участок (1' -3'). Авторами [4] выявлено, что в этой области течения магнитной жидкости неустойчиво, это может привести к более раннему образованию вихревого течения. Обнаружен эффект снижения трения в области вихревого течения при добавках в магнитные жидкости 0,01% ОУНТ, при этом можно предположить, что при скоростях больших критических, гидродинамические силы, действующие на ОУНТ превосходят ориентирующее влияние радиального магнитного поля и ОУНТ направлены по потоку и радиальные пульсации скорости гасятся за счет упругих сил ОУНТ.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Лабкович О.Н, Сулоева Л.В, Чернобай В.А. Влияние углеродных наночастиц на эффективную вязкость магнитных жидкостей. //сб. научных трудов: Всероссийская научная конференция «Физико-химические и прикладные проблемы магнитных дисперсных наносистем».
2. Харрис.П. Углеродные нанотрубки и родственные структуры. Новые материалы XXI века. //М.: Техносфера, 2003. - с.336.
3. Frene J., Godef V. "Detection of Taylor Vortex Transition in Very Small Clearances by Hot Film Anemometry". //Tribology, vol. 5, № 5.Oct. 1973. - pp.178 – 183.
4. Кашевский Б.Э., Новиков В.А. Кузтовское течение магнитной жидкости с переменными коэффициентами: вязкие напряжения, разогрев, устойчивость // Магнитная гидродинамика, 1986, № 4. - с. 29-36.

## ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТЕХНИЧЕСКИХ МАНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ ИЗ ИВАНОВО И НИКОЛАЕВА

**Арефьев И.М., Арефьева Т.А.**

Ивановский государственный энергетический университет  
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34. Факс 8(493)2385701

**Радионов А.В.**

ООО «Научно-производственное предприятие Феррогидродинамика»  
Украина, 54030 Николаев, ул. Большая Морская, 45/5.  
Факс 38(051)2374465

**Лебедев А.В.**

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

В начале шестидесятых годов прошлого века были синтезированы магнитные жидкости – коллоидные растворы частиц магнетиков нанометрового размера. От обычных жидкостей их отличают сильные магнитные свойства, что сделало их перспективным материалом для технических приложений. Как правило, для технических целей синтезируются жидкости мелкодисперсного состава с низким уровнем межчастичных взаимодействий. Парадоксально, но исследование свойств таких жидкостей позволяет получить новую научную информацию о закономерностях намагничивания частиц магнетиков нанометрового размера.

Восприимчивость ансамбля свободно флуктуирующих магнитных моментов, не взаимодействующих между собой, описывается хорошо известной классической теорией Ланжевена:

$$\chi_L = \frac{\mu_0 \langle m^2 \rangle n}{3kT}$$

Здесь  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  – магнитная постоянная,  $\langle m^2 \rangle$  – средний квадрат магнитного момента частиц,  $n$  – числовая концентрация частиц,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – абсолютная температура.

Измеряя зависимость  $\chi_L(T)$  в принципе можно определить и зависимость  $m(T)$ . Реально в экспериментах измеряется температурная зависимость начальной восприимчивости  $\chi(T)$ . Для определения зависимости  $\chi_L(T)$  в результаты измерений необходимо ввести поправки на межчастичное диполь-дипольное взаимодействие и тепловое расширение базовой среды.

**В предлагаемой работе** исследуются температурные зависимости восприимчивости и вязкости образцов технических жидкостей, синтезированных в Ивановском энергетическом университете и на предприятии

«Феррогидродинамика» в городе Николаев. На основе анализа температурной зависимости восприимчивости определяются коэффициенты температурной зависимости магнитных моментов частиц магнетита.

**Образцы жидкостей.** Про образцы жидкостей, предложенных для исследования, известно совсем немного. Изготовители Ивановской жидкости сообщили только тип базовой среды (ПЭС-4) и материал частиц (магнетит). Тип стабилизатора остался засекреченным. Про магнитную жидкость из Николаева информации немного больше: магнетитовые частицы стабилизированы олеиновой кислотой в вакуумном масле.

Также в экспериментах использовались образцы жидкостей, синтезированные в ИМСС на основе частиц магнетита, стабилизированных жирными кислотами и новым стабилизатором – полипропилен гликолем. Для синтеза жидкостей применялась технология химического осаждения.

Был выполнен гранулометрический анализ образцов магнитных жидкостей. Полученные результаты представлены в таблице.

№	$\chi$	$M_{\infty}$ , kA/m	$T_0$ , C	$\langle m \rangle$ , $10^{-19}$ Am <sup>2</sup>	Surfactant	Base fluid	$\alpha$ , $10^{-7}$ K <sup>-2</sup>	$T_s$ , C
1	3.065	49.20	9	2.08	Oleic acid	Isooctane	12	-60
2	1.005	25.58	11	1.23	Oleic acid	Vacuum oil	12	-60
3	3.058	48.07	8.5	1.67	Linoleic acid	Isooctane	10	-100
4	0.744	23.87	23	1.43	Lauric acid	Isooctane	12	-59
5	1.291	22.50	24	1.67	Stearic acid	Isooctane	12	14
6	2.231	24.95	16	1.78	-----	Isooctane	8	-110
7	2.732	29.30	10	1.71	Polypropylene glycol	Propylene oxide	8	-115

**Поправки на межчастичное взаимодействие и тепловое расширение жидкости.** Влияние теплового расширения магнитной жидкости может быть учтено с высокой точностью по результатам измерения плотности, поскольку плотность и объемная концентрация частиц подобно меняются с температурой. Другим аргументом является тот факт, что плотность большинства жидкостей, в том числе и тех, которые использовались нами, линейно зависит от температуры. Это позволяет выбирать в качестве реперной точки любую произвольную температуру. В настоящей работе в качестве репера мы использовали температуру, при которой выполнялся гранулометрический анализ.

Более сложным фактором, который необходимо учитывать при анализе экспериментальных результатов, является межчастичное взаимодействие. Как было показано нами в работе [1], восприимчивость образцов средней концентрации ( $\phi_H \sim 0.3$ ) описывается теорией Иванова

[2]. Следует отметить, что формула Иванова пригодна для магнитной жидкости с любым дисперсным составом.

**Результаты.** В работе [1] согласование экспериментальных и теоретических результатов потребовало коррекции величины температурного коэффициента магнитных моментов. Ранее, в работе [3], анализ температурной зависимости восприимчивости проводился на основе данных для сплошного магнетита. Согласно справочным данным [4], намагниченность сплошного магнетита в диапазоне температур от  $-253^{\circ}\text{C}$  до  $300^{\circ}\text{C}$  с высокой точностью описывается зависимостью вида  $I - \alpha T^2$  с коэффициентом  $\alpha = 8 \cdot 10^{-7} \text{ T}^{-2}$ . Анализ результатов измерения восприимчивости средне-концентрированной жидкости со слабым межчастичным взаимодействием дает несколько иное значение температурного коэффициента  $\alpha$ .

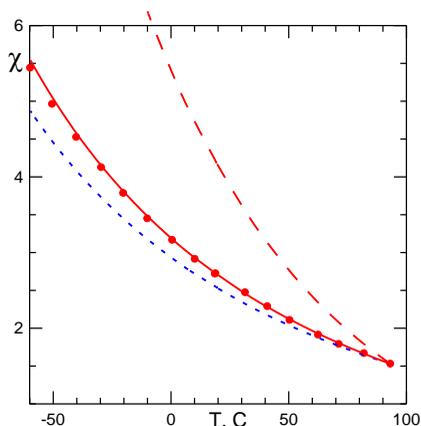


Рис 1. Температурная зависимость восприимчивости образца, стабилизированного олеиновой кислотой. Кривые рассчитаны при значениях  $\alpha = 8 \cdot 10^{-7}$ ;  $12 \cdot 10^{-7}$ ;  $30 \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-2}$

На рис. 1 представлено сравнение измеренной температурной зависимости восприимчивости образца №1 с кривыми, рассчитанными при разных значениях температурного коэффициента намагниченности частиц. Из рисунка следует, что табличное значение  $8 \cdot 10^{-7}$  является заниженным. Значение  $3 \cdot 10^{-6}$ , найденное в работе [5] сильно завышено. Результаты наилучшим образом согласуются при значении  $\alpha = 1.2 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-2}$ .

Полученное значение коэффициента  $\alpha$  хорошо воспроизводится и для других образцов магнитных жидкостей, стабилизированных олеиновой кислотой, в том числе и для жидкости из Николаева. Результаты по восприимчивости жидкости из Николаева представлены на рис. 2. Несмотря на то, что частицы в данной жидкости обладают существенно меньшими магнит-

ными моментами, хорошее согласие между результатами расчетов и измерений достигается при том же значении коэффициента  $\alpha$ .

Возникает предположение, что полученное значение  $\alpha$  может быть универсальным. Результаты измерения восприимчивости жидкости, стабилизированной линолевой кислотой [6], опровергают это предположение. На рис. 3 приводятся результаты по восприимчивости мелкодисперсной фракции, стабилизированной линолевой кислотой (образец № 3).

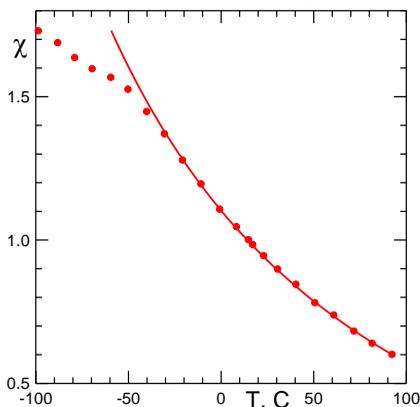


Рис. 2. Восприимчивость жидкости из Николаева.  $\alpha=12 \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-2}$

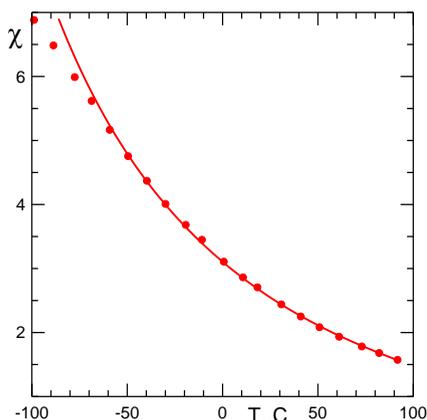


Рис. 3. Восприимчивость образца, стабилизированного линолевой кислотой  $\alpha = 10 \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-2}$ .

Их интерпретация дает для температурного коэффициента значение  $\alpha = 10 \cdot 10^{-7}$ . Возникает неожиданная ситуация – величина температурного коэффициента намагниченности частиц зависит от состава стаби-

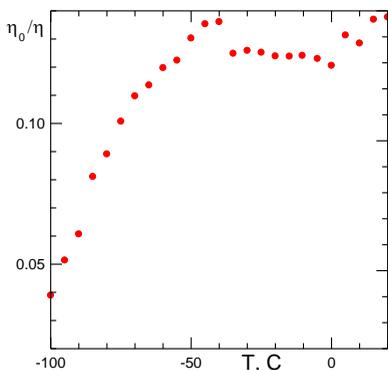


Рис. 4. Обратная относительная вязкость Ивановской жидкости на базе изооктана.

цией олеиновой кислотой.

Техническая магнитная жидкость из Иваново (образец № 6) обладает существенно более широким диапазоном рабочих температур. Для исследования физических свойств Ивановской жидкости была выполнена замена базовой жидкости на изооктан. Наиболее подходящим коагулянтom оказался бутилацетат. На рис. 4 приведена температурная зависимость обратной относительной вязкости образца № 6. Рисунок свидетельствует о низкой температуре отвердевания образца

$T_S = -110^\circ\text{C}$ . Помимо низкой температуры отвердевания, Ивановская жидкость имеет еще одно преимущество. В диапазоне температур от 20 до  $-50^\circ\text{C}$  относительная вязкость жидкости практически постоянна, чего не наблюдалось у жидкостей с другими стабилизаторами.

На рис. 5 приведены результаты измерения восприимчивости Ивановской жидкости. Образец имеет наиболее широкий температурный диапазон измерения восприимчивости. Расчеты теоретической кривой выполнены при табличном значении коэффициента  $\alpha = 8 \cdot 10^{-7}$ . Наблюдается хорошее согласие результатов.

На рис. 6 представлены результаты по магнитной восприимчивости жидкости, стабилизированной полипропилен гликолем в оксиде пропи-

лизирующих оболочек. Для проверки этой идеи был выполнен анализ результатов измерений восприимчивости жидкостей, стабилизированных другими поверхностно-активными веществами.

Анализ температурных зависимостей восприимчивости образцов, стабилизированных лауриновой и стеариновой кислотами (образцы № 4 и 5) дал значение коэффициента  $\alpha = 12 \cdot 10^{-7}$ . При этом следует отметить, что температура отверждения этих жидкостей выше, чем у жидкости со стабилиза-

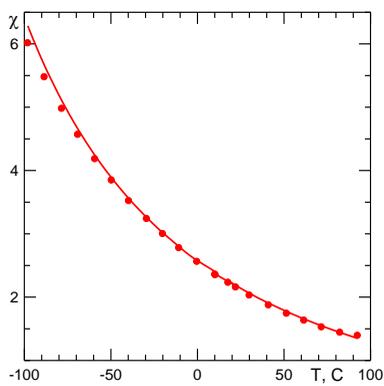


Рис. 5. Восприимчивость Ивановской жидкости.  $\alpha = 10 \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-2}$ .

лена. Кривая построена с использованием табличного значения  $\alpha$  и полученных нами данных по плотности пропилен оксида. Расхождение между теорией и экспериментом при температурах ниже  $-70^\circ\text{C}$  может быть связано с механической блокировкой частиц. На температурной зависимости крупнодисперсного образца, стабилизированного ППГ, наблюдался максимум при этой температуре [7]. Очевидно, что в данном случае значение температурного коэффициента уж никак не может превышать табличное для сплошного магнетита.

**Заключение.** В широком диапазоне температур выполнены измерения начальной статической восприимчивости технических магнитных жидкостей. Произведено сравнение с результатами измерений для других жидкостей, стабилизированных как «классическими» стабилизаторами: олеиновой, линолевой, лауриновой, стеариновой кислотами, так и новыми: полипропилен гликолем.

Путем согласования измеренных и рассчитанных значений восприимчивости определены температурные коэффициенты намагниченности частиц.

Найденные значения температурных коэффициентов коррелируют с температурой отвердевания (потерей текучести) магнитной жидкости.

Для жидкостей с наименьшей температурой отвердевания температурная зависимость намагниченности частиц совпадает с зависимостью для сплошного магнетита.

**Благодарности.** Работа была выполнена при поддержке Уральского отделения Российской Академии наук (проект № 12-Т-1-1008) и Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 13-01-96041)

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Лебедев А.В. Коллоидный журнал, **76**, 363, (2014).
2. A. O. Ivanov and O. B. Kuznetsova, Phys. Rev. E **64**, 041405 (2001).
3. A. F. Pshenichnikov and A. V. Lebedev, J. Chem. Phys. **121**, 5455 (2004).
4. Краткий физико-технический справочник под редакцией К.П. Яковлева. Москва, 1960.
5. C. Caizer, J. Phys.: Condens. Matter, **15**, 765 (2003).
6. A. V. Lebedev, Colloid J. **75**, N 4, 386 (2013).
7. A. V. Lebedev and S. N. Lysenko, Solid State Phenomena **190**, 649 (2012).

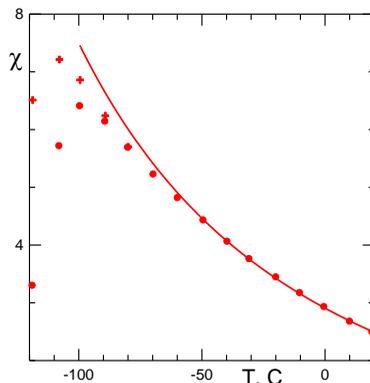


Рис. 6. Восприимчивость жидкости, стабилизированной полипропилен гликолем в пропилен оксиде.  $\alpha=8 \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-2}$ .

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

## О СЕДИМЕНТАЦИИ ЧАСТИЦ В КОНЦЕНТРИРОВАННЫХ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЯХ

**Кузнецов А. А., Пшеничников А.Ф.**

Институт механики сплошных сред УрО РАН  
614013, г. Пермь, ул. Академика Корлева, 1. Факс: (342) 237-84-87;  
E-mail: pshenichnikov@icmm.ru

**ВВЕДЕНИЕ.** Массоперенос в магнитных жидкостях – сложный процесс, включающий в себя такие явления, как магнитофорез (движение коллоидных частиц в неоднородном магнитном поле), градиентная диффузия и седиментация в гравитационном поле. В случае концентрированных магнитных жидкостей существенное влияние на эти явления оказывают межчастичные взаимодействия (стерические, гидродинамические и магнитодипольные). В течение последних десятилетий появилось немало работ, направленных на создание теорий массопереноса, в той или иной степени учитывающих указанные типы взаимодействия. Среди них стоит выделить работу Цеберса [1], в которой введена формула для химического потенциала магнитной жидкости, учитывающая эффект исключенного объема. Значительный прогресс в проблеме учета стерических взаимодействий был сделан Буевичем с соавторами [2]. Ими была выведена формула для коэффициента градиентной диффузии в рамках приближения Карнахана – Старлинга для уравнения состояния системы твёрдых сфер. Кроме того, они ввели линейную по концентрации поправку на эффективное притяжение между сферическими диполями. Теория диффузионных процессов в магнитной жидкости, берущая в расчёт как стерические, так и магнитодипольные взаимодействия, получила развитие в работах Морозова [3] и Бакри с соавторами [4]. Основным недостатком этой теории заключался в жесткой привязанности к геометрии бесконечно-го плоского слоя. В статье [5] Пшеничников, Елфимова и Иванов предложили новое уравнение массопереноса в магнитной жидкости, которое в терминах объемной концентрации  $\varphi$  однодоменных коллоидных частиц в отсутствии конвективных потоков может быть записано следующим образом:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = -\operatorname{div} \left\{ D_0 K(\varphi) \left( \varphi L(\xi_e) \nabla \xi_e + \varphi G_\gamma \mathbf{g} - \frac{D(\lambda, \varphi)}{D_0 K(\varphi)} \nabla \varphi \right) \right\}, \quad (1)$$

Где  $D_0 = b_0 kT$  – эйнштейновский коэффициент диффузии броуновской частицы в разбавленном растворе,  $b_0$  – подвижность частиц в несущей жидкости,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура,  $K(\varphi) = b/b_0$ ,  $b$  – подвижность частиц в магнитной жидкости,  $K(\varphi)$  – относительная подвижность,  $L(\xi) = \coth(\xi) - 1/\xi$  – функция Ланжевена,  $\xi_e = \mu_0 \mu H_e / (kT)$  – параметр Ланжевена,  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  Гн/м,  $H_e$  – эффективное магнитное поле, зависящее как от поля внутри жидкости, так и от локальной концентрации частиц,  $G_\gamma$  – гравитационный параметр,  $\mathbf{g}$  – единичный вектор в направлении гравитационного поля. Первое слагаемое в круглых скобках ответственно за магнитофорез, второе – за гравитационную седиментацию,  $D(\lambda, \varphi)$  можно рассматривать как эффективный изотропный коэффициент диффузии магнитной жидкости:

$$D(\lambda, \varphi) = D_0 K(\varphi) \left[ 1 + \frac{2\varphi(4-\varphi)}{(1-\varphi)^4} - \Delta D(\lambda, \varphi) \right], \quad (2)$$

где второе слагаемое в квадратных скобках отвечает за стерические взаимодействия, а слагаемое  $\Delta D(\lambda, \varphi)$  – за магнитодипольные.  $\lambda = \mu_0 \mu^2 / (4\pi d^3 kT)$  – параметр агрегирования (отношение магнитодипольной энергии двух частиц к тепловой энергии системы),  $\mu$  и  $d$  – магнитный момент и диаметр частицы (включая защитную оболочку). Формула (1) обладает рядом преимуществ – она не привязана ни к геометрии полости, ни к ориентации внешнего поля. Однако выражение для  $\Delta D(\lambda, \varphi)$  в общем случае неизвестно. Авторы оригинальной статьи, используя связь между коэффициентом диффузии и свободной энергией, а также известные до слагаемого порядка  $\varphi^3$  элементы вириального разложения свободной энергии дипольных сфер, предложили выражение:

$$\Delta D_1(\lambda, \varphi) = \frac{\partial^2 (\varphi^2 G(\lambda, \varphi))}{\partial \varphi^2}, \quad (3)$$

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

В статье [6] была предложена более многообещающая логарифмическая форма вириального разложения свободной энергии. Используя её можно записать выражение:

$$\Delta D_2(\lambda, \varphi) = \frac{\partial^2 (\varphi F(\lambda, \varphi))}{\partial \varphi^2}, \quad (4)$$

$$F = \ln(1 + I_1\varphi + I_2\varphi^2 + I_3\varphi^3),$$

$$I_1 = \frac{4}{3} \lambda^2 + \frac{4}{75} \lambda^4 + \frac{116}{55125} \lambda^6, \quad I_3 = 2.90172 \lambda^2,$$

$$\begin{aligned}
 I_2 = & \left(4 \ln 2 + \frac{2}{3}\right) \lambda^2 - \frac{20}{9} \lambda^3 + \left(\frac{661727}{9600} - \frac{1468}{15} \ln 2\right) \lambda^4 - 0.155 \lambda^5 + \\
 & 0.111 \lambda^6 - 0.0143 \lambda^7 + 0.0105 \lambda^8 - 0.00146 \lambda^9 + \\
 & 0.000677 \lambda^{10} - 0.00013 \lambda^{11} + 0.0000464 \lambda^{12}.
 \end{aligned}$$

В работе [7] простое выражение для магнитодипольной части коэффициента диффузии было предложено в рамках чисто эвристического подхода:

$$\Delta D_3(\lambda, \varphi) = \frac{8\lambda^2 \varphi}{3(1 + 1.25\lambda\varphi)^2} \quad (5)$$

Наконец, основываясь на данных, полученных в ходе этой работы, мы предлагаем нашу собственную аппроксимационную формулу:

$$\begin{aligned}
 \Delta D_4(\lambda, \varphi) &= \left[1 - e^{-A(\lambda)\varphi} (1 + B(\lambda)\varphi)\right] e^{C(\lambda)\varphi}, \quad (6) \\
 A(\lambda) &= 2.967\lambda^2 - 0.0935\lambda^4 + 0.0175\lambda^6, \\
 B(\lambda) &= 0.048\lambda, \quad C(\lambda) = 1.44\lambda - 0.04\lambda^2.
 \end{aligned}$$

Основной целью данной работы было сравнение и установление пределов применимости формул (3) – (6) с помощью численного моделирования.

**ДЕТАЛИ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ.** Моделируемая система – круговой цилиндр, заполненный конечным числом  $N$  идентичных твёрдых дипольных сфер. Высота цилиндра во всех симуляциях фиксирована и равна двадцати диаметрам частицы. Какие-либо периодические граничные условия на систему не накладываются, внешнее магнитное поле отсутствует. Цилиндр находится в однородном гравитационном поле, вектор которого  $\mathbf{g}$  направлен против оси цилиндра (оси  $Z$ ). Потенциальная энергия каждой  $i$ -й частицы определяется выражением:

$$\frac{U_i}{kT} = G_{\gamma} z_i + \frac{U_{i, \text{boundaries}}^{HS}}{kT} + \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \left\{ \frac{U_{i,j}^{HS}}{kT} - \lambda \left[ \frac{3(\boldsymbol{\mu}_i \mathbf{r}_{ij})(\boldsymbol{\mu}_j \mathbf{r}_{ij})}{r_{ij}^5} - \frac{3(\boldsymbol{\mu}_i \boldsymbol{\mu}_j)}{r_{ij}^3} \right] \right\}, \quad (7)$$

где первое слагаемое – энергия в гравитационном поле, второе – отталкивание от жёстких стенок цилиндра, первое выражение в фигурных скобках – стерические взаимодействия, второе – магнитодипольные;  $\mathbf{r}_{ij}$  – вектор соединяющий центры двух сфер (измеренный в единицах  $d$ ),  $U_{ij}^{HS} = U^{HS}(r_{ij})$  – потенциал твёрдых сфер,  $U^{HS}(r > 1) = 0$ ,  $U^{HS}(r \leq 1) = \infty$ . Используемые методы моделирования – метод Мон-

те-Карло в форме алгоритма Метрополиса для  $NVT$  ансамбля и ланжевенская молекулярная динамика [8]. Исследован диапазон  $\lambda$  от 0 до 8 и диапазон средних концентраций системы  $\langle\varphi\rangle$  от 0.06 до 0.25.  $G_\gamma = 0.25$ . Представленные ниже данные соответствуют молекулярной динамике для  $N = 16384$  частиц.

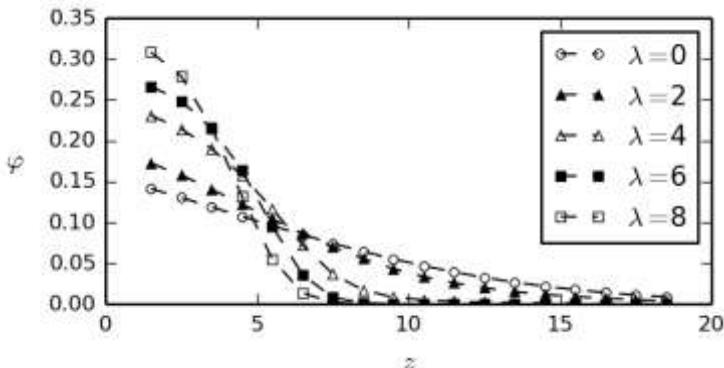


Рис. 1. Равновесные профили концентрации частиц в цилиндре со средней концентрацией  $\langle\varphi\rangle = 0.06$ . Координата  $z$  отложена в единицах диаметра частицы  $d$

**РЕЗУЛЬТАТЫ.** Непосредственный результат каждой отдельной симуляции – равновесный концентрационный профиль системы вдоль оси цилиндра  $\varphi = \varphi(z)$  при заданных  $\lambda$  и  $\langle\varphi\rangle$ . Примеры таких профилей приведены на рис. 1. Этот график также демонстрирует влияние магнитодипольных взаимодействий на седиментацию в системе. Зная  $\varphi = \varphi(z)$ , можно напрямую оценить коэффициент диффузии системы

из условия равновесия  $\frac{\partial\varphi}{\partial z} = -\varphi G_\gamma / (D / (D_0 K(\varphi)))$ , следующего из уравнения (1). Магнитодипольное слагаемое можно определить как  $\Delta D(\lambda, \varphi) = (D(\lambda, \varphi) - D(0, \varphi)) / (D_0 K(\varphi))$ . Результаты для  $\Delta D(\lambda, \varphi)$  при  $\lambda$  от 1 до 4 приведены на рис. 2 вместе с теоретическими зависимостями (3) – (6). Из графиков видно, что при  $\lambda = 1$  все модели, кроме (5), находятся в хорошем согласии с численными данными. При  $\lambda = 2$  оба вириальных разложения существенно не совпадают с данными при  $\varphi > 0.2$ . При  $\lambda = 3$  и  $\lambda = 4$  согласие между моделированием и аналитикой наблюдается только при малых концентрациях порядка нескольких сотых. Согласно ряду недавних численных исследований в системе твёрдых дипольных сфер при  $\lambda \geq 3$  возникает дальний дипольный порядок [9]. Если это явление имело бы место в нашей системе, его необходимо было бы учитывать при расчете коэффициента диффузии. Однако моделирование показало отсутствие спонтанной намагничен-

ности даже при высоком  $\lambda = 8$ . Вместо этого было обнаружено сильное азимутальное упорядочивание моментов, которое можно характе-

ризовать тороидным моментом системы  $M_{tor} = \left| \sum_{i=1}^N \mathbf{r}_i \times \boldsymbol{\mu}_i / r_i \right| / N$ . Соответствующая зависимость от  $\lambda$  приведена на рис. 3, а на рис. 4 показан нижний слой (высотой  $d$ ) цилиндра с  $\lambda = 7$ . Последнее изображение дает представление о магнитной структуре системы с высоким тороидным моментом.

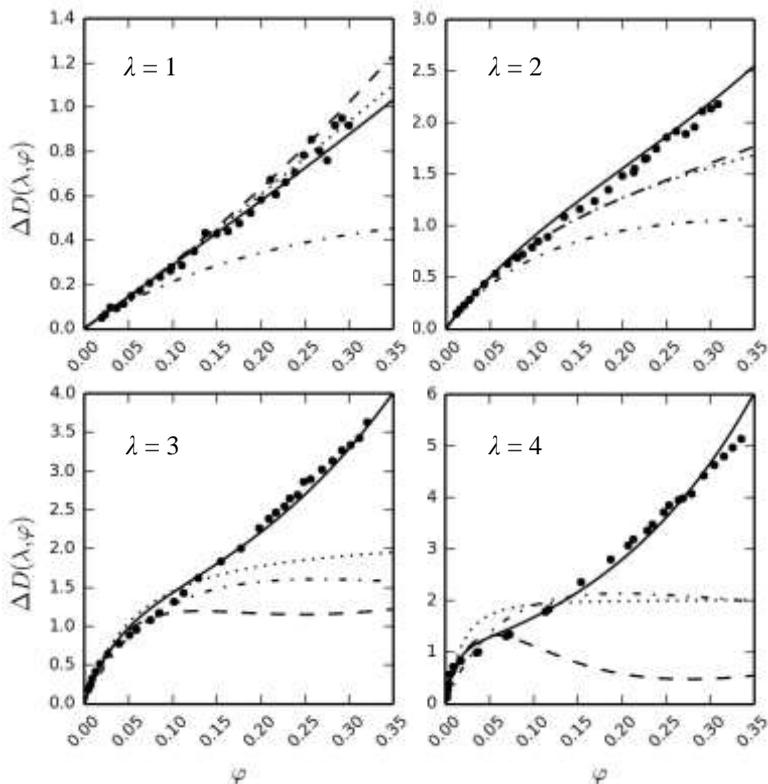


Рис. 2. Магнитодипольное слагаемое коэффициента диффузии (2) для различных значений  $\lambda$ . Точки соответствуют результатам моделирования, точечный пунктир – формуле (3), штриховая линия – (4), штрихпунктир – (5), сплошная кривая – (6)

**ЗАКЛЮЧЕНИЕ.** Согласно полученным в настоящей работе численным данным область применимости формул (3) и (4) уже при  $\lambda \geq 2$  ограничена малыми концентрациям ( $\varphi < 0.2$  при  $\lambda = 2$ ,  $\varphi < 0.1$  при  $\lambda = 3$  и  $\varphi < 0.03$  при  $\lambda = 4$ ). При этом ни одна из двух формул не

даёт очевидного преимущества перед другой. Предложенная нами формула (6) не обеспечивает идеального согласия с результатами моделирования и может быть усовершенствована в дальнейшем. Одна-

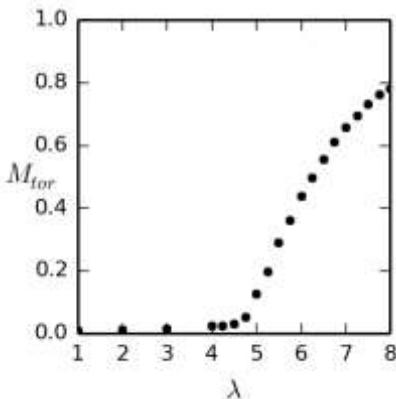


Рис. 3. Торoidalный момент системы в зависимости от  $\lambda$ .  $\langle \varphi \rangle = 0.25$



Рис. 4. Азимутальное упорядочение моментов на нижнем слое ( $z = [0,1]$ ) цилиндра.  $\langle \varphi \rangle = 0.25, \lambda = 7$

ко даже сейчас, на наш взгляд, её можно использовать для качественных оценок в области параметров  $\lambda \leq 4$  и  $\varphi \leq 0.35$ .

Обнаруженная картина упорядочивания моментов при высоких значениях  $\lambda$  позволяет предположить, что в случае другой формы сосуда магнитная вихревая структура носила бы иной характер. Вопрос о том, как это скажется на коэффициенте диффузии и, соответственно, насколько универсальны полученные нами результаты для  $\lambda > 4$  требует дальнейшего изучения.

*Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 13-02-00076 и № 14-01-96007. Расчёты проводились на суперкомпьютере «Уран» ИММ УрО РАН.*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Tsebers A. O. // Magnetohydrodynamics. 18(2) (1982) 137-142.
2. Buevich Yu. A., Zubarev A. Yu., Ivanov A. O. // Magnetohydrodynamics. 25(2) (1989) 172-176.
3. Morozov K. I. // Phys. Rev. E. 53 (1996) 3841.
4. Bacri J.-C., Cebers A., et al. // Phys. Rev. E. 52 (1995) 3936.
5. Pshenichnikov A. F., Elfimova E. A., Ivanov A. O. // J. Chem. Phys. 134 (2011) 184508.
6. Elfimova E. A., Ivanov A. O., Camp P. J. // Phys. Rev. E. 86 (2012) 021126.
7. Pshenichnikov A. F., Ivanov A. S. // Phys. Rev. E. 86 (2012) 051401.
8. Ivanov A. O., Kantorovich S. S., et al. // Phys. Rev. E. 75 (2007) 061405.
9. Weis J.-J. // J.Chem. Phys. 123(4) (2005) 044503-1-7.

## **НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ СТРУКТУРНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В ГАЗЕ ДИПОЛЬНЫХ ТВЕРДЫХ СФЕР: ВЛИЯНИЕ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА**

**Канторович С.С., Иванов А.О.,**

Уральский федеральный университет  
имени первого Президента России Б.Н.Ельцина  
620000, г. Екатеринбург, ул. Ленина 51. Факс: 8-343-3507429.  
E-mail: [Alexey.Ivanov@urfu.ru](mailto:Alexey.Ivanov@urfu.ru)

**Rovigatti L.,**

University of Vienna, Sensengasse 8, Vienna, Austria

**Tavares J.M.,**

Instituto Superior de Engenharia de Lisboa-ISEL, Rua Conselheiro Emdio  
Navarro 1, Lisbon, Portugal

**Sciortino F.**

Universit di Roma La Sapienza, Piazzale Aldo Moro 2, Roma, Italy



Канторович Софья Сергеевна, кандидат физ.-мат. наук, доцент-исследователь кафедры математической физики Института математики и компьютерных наук Уральского федерального университета. Область научных интересов – термодинамика и статистическая механика магнитных жидкостей и дипольного газа.



Иванов Алексей Олегович окончил Уральский государственный университет в 1984 г. С 1986 г. он работает преподавателем и научным сотрудником в УрГУ. В 1998 г. им защищена докторская диссертация по теме «Фазовое расслоение магнитных жидкостей». В настоящее время он является заместителем проректора по науке Уральского федерального университета, заведующим кафедрой математической физики УрФУ, профессором.

### **Введение**

Применительно к физике магнитных жидкостей система дипольных твердых сфер представляет собой жидкость (газ) однородно намагниченных шаров нанометрового размера. Такая система является искусственной, однако она несет в себе основные черты магнитных жидкостей: межчастичное диполь-дипольное взаимодействие магнитных моментов частиц и их ориентационное зеемановское взаимодействие с приложенным однородным магнитным полем. На базе такой системы проводится компьютерное моделирование свойств магнитных жидкостей в попытках выявить основные физические закономер-

ности. Одним из новых результатов является недавно обнаруженное в компьютерном моделировании методом Монте Карло структурное превращение «гибкие цепочечные агрегаты» - «гибкие кольцеобразные агрегаты» [1,2]. Этот структурный переход происходит при достаточно низких температурах и концентрациях газа и сопровождается резким падением начальной магнитной восприимчивости газа дипольных твердых сфер. В настоящей работе приводятся основные результаты теоретического описания данного явления.

### Модель и теория

Рассматривается монодисперсный газ дипольных твердых сфер, характеризуемый двумя безразмерными параметрами: объемной концентрацией феррочастиц  $\varphi = \pi d^3/6$  и параметром магнито-дипольного взаимодействия  $\lambda = m^2/k_B T d^3$ , характеризующим отношение магнитной энергии пары контактирующих частиц  $m^2/d^3$  к тепловой энергии  $k_B T$ . Здесь использованы обозначения:  $n$  – числовая концентрация,  $m$  – магнитный момент частицы,  $d$  диаметр частиц. Величина  $T^* = 1/\lambda$ , обратная параметру магнито-дипольного взаимодействия, может рассматриваться в качестве безразмерной температуры. Следует отметить, что значения  $T^* = 0.5-1$  ( $\lambda = 1-2$ ) являются типичными для магнитных жидкостей, при понижении температуры  $T^* \sim 0.25$  ( $\lambda \sim 4$ ) в системе начинают активно формироваться цепочечные агрегаты. А при дальнейшем охлаждении  $T^* \sim 0.15$  ( $\lambda \sim 6-7$ ) цепочечные агрегаты замыкаются, превращаясь в кольцеподобные структуры [1-3].

Основные положения теоретической модели заключаются в следующем (детальное описание приведено в работе [3]).

- Формирование цепочечных и кольцеподобных агрегатов описывается в рамках минимизационного подхода для свободной энергии системы, рассматриваемой как функционал от плотности распределения цепочечных агрегатов и кольцеобразных кластеров по числу заключенных в них частиц. При этом одиночные неагрегированные частицы рассматриваются как цепочки длины 1. Минимизация производится при условии выполнения материального баланса в системе при фиксированной объемной концентрации частиц. Минимум свободной энергии и, соответственно, распределение колец и цепочек по длинам, определяется влиянием двух факторов. Первым является энергетическая выгодность формирования агрегата, а вторым – энтропия. Последний фактор обеспечивает отсутствие очень длинных агрегатов, однако при понижении температуры энергетическая выгодность приводит к формированию более длинных структур.

- Оба типа агрегатов рассматриваются как локально гибкие, для описания их энергетической структуры используются подходы, описанные в работах [4,5]. Вообще говоря, кольцеобразные кластеры являются энергетически более выгодными, чем цепочечные. Однако последние обладают дополнительной энтропией блуждания свободных концов, что делает их энтропийно «конкурентоспособными».

- Магнитный отклик системы цепочечных агрегатов на слабое внешнее магнитное поле рассчитывается в рамках модели гибких цепочек [4]. Магнитная восприимчивость кольцеобразных кластеров на несколько десятичных порядков уступает таковой для цепочечных, поскольку слабое внешнее магнитное поле не способно разорвать кольцо частиц. Поэтому при расчете начальной магнитной восприимчивости  $\chi$  газа дипольных твердых сфер учитывается магнитный отклик только системы гибких цепочечных агрегатов.

- Алгоритм описания магнитных свойств (начальная магнитная восприимчивость) сводится к поиску минимума свободной энергии системы дипольных твердых сфер, распределенных между двумя типами агрегатов различной длины, рассматриваемых в качестве новых структурных единиц. Далее для каждой температуры и концентрации вычисляется общее количество частиц, связанных в кольцеобразные агрегаты; при расчете начальной магнитной проницаемости эти частицы не учитываются. Однако используется полученное распределение по длинам гибких цепочечных агрегатов.

### **Результаты. Теория и компьютерное моделирование**

Данные компьютерного моделирования, демонстрирующие наличие структурного перехода «гибкие цепочечные агрегаты» - «гибкие кольцеобразные агрегаты» [1-3], показаны на Рис. 1 в виде температурной зависимости долей частиц, агрегированных в оба типа агрегатов. При достаточно высоких температурах (правая часть рисунка) фактически все частицы объединены в цепочки различной длины, кольцеобразные кластеры отсутствуют. При охлаждении доля частиц в цепочках начинает уменьшаться, в то время как доля частиц, объединенных в кольца, растет. При низких температурах (левая часть рисунка) в системе в подавляющем количестве присутствуют только кольцеобразные агрегаты. Таким образом, в очень узком диапазоне безразмерных температур  $0.13 < T^* < 0.15$  происходит перераспределение частиц из цепочек в кольца. Следует отметить, что теоретические кривые количественно хорошо согласуются с данными компьютерного моделирования.

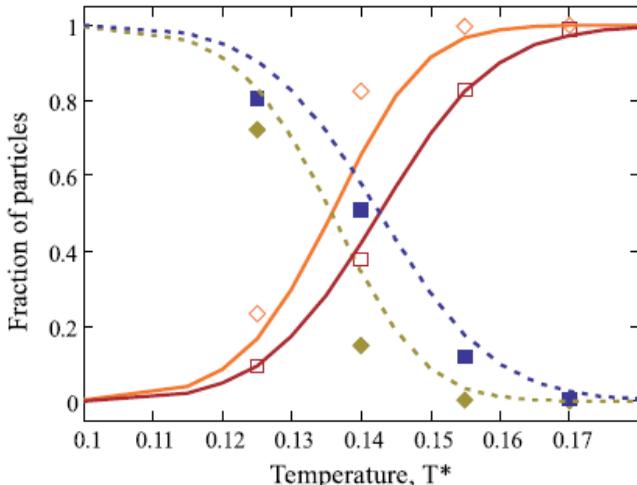


Рис. 1. Доля частиц, агрегированных в кольца и цепочки, как функция безразмерной температуры  $T^*$  для двух различных объемных концентраций газа дипольных твердых сфер. Данные компьютерного моделирования [3] представлены символами: пустые квадраты, доля частиц в цепочках; закрашенные квадраты, доля частиц в кольцах ( $\varphi=2.62 \times 10^{-4}$ ); пустые ромбы, доля частиц в цепочках; закрашенные ромбы, доля частиц в кольцах ( $\varphi=5.24 \times 10^{-5}$ ).

Теоретические предсказания для данных концентраций показаны линиями: сплошные линии, цепочки; пунктирные линии, кольца. В обоих случаях наблюдается очевидное перераспределение частиц из цепочечных агрегатов в кольцеобразные кластеры, которое происходит в узком интервале температур  $0.13 < T^* < 0.15$ .

Расчитанное перераспределение частиц между цепочками и кольцами, а также распределение цепочек по числу заключенных в них частиц, позволяет построить теоретические температурные зависимости начальной магнитной восприимчивости газа дипольных твердых сфер. Результаты расчетов представлены на Рис. 2 в сравнении с данными компьютерного моделирования [3] для различных объемных концентраций. Постепенное охлаждение газа (правая часть рисунка) сопровождается ростом магнитной проницаемости, в том числе и по причине формирования цепочечных агрегатов, магнитный отклик которых превышает отклик одиночных частиц. Если бы кольца не образовывались, то температурная зависимость определялась бы пунктирными линиями. Однако в области температур, соответствующих структурному превращению (рис. 1), наблюдается падение магнитной восприимчивости. В рамках предлагаемого теоретического описания

эффект температурного максимума однозначно связывается с формированием кольцеобразных агрегатов.

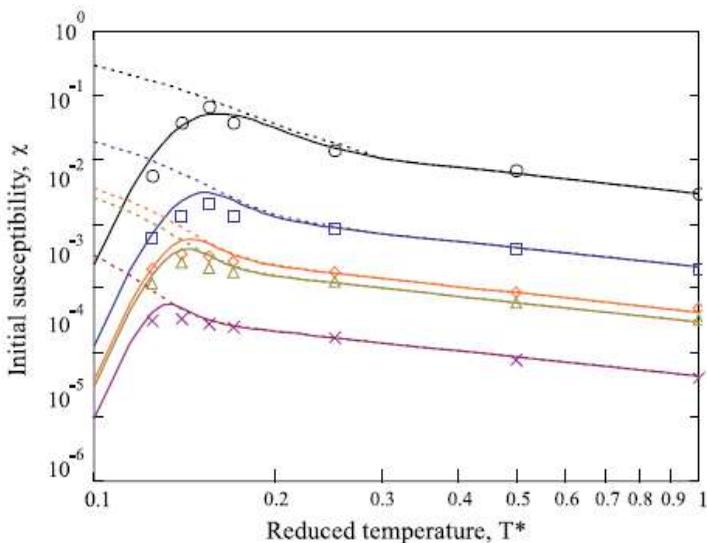


Рис. 2. Температурная зависимость начальной магнитной восприимчивости газа дипольных твердых сфер. По обеим осям использован логарифмический масштаб. Предсказания теории представлены сплошными линиями. Данные компьютерного моделирования [3] показаны символами: круги ( $\chi=3.67 \times 10^{-3}$ ), квадраты ( $\chi=2.62 \times 10^{-4}$ ), ромбы ( $\chi=5.24 \times 10^{-5}$ ), треугольники ( $\chi=3.67 \times 10^{-5}$ ), кресты ( $\chi=5.24 \times 10^{-6}$ ). Во всех случаях наблюдается отчетливый максимум магнитной восприимчивости. Пунктирными линиями продемонстрированы результаты теории, в которой не учитывается формирование кольцеобразных кластеров

### Заключение

В компьютерном моделировании [3] слабо концентрированного газа дипольных твердых сфер при низких температурах было обнаружено наличие максимума в температурной зависимости статической начальной магнитной восприимчивости газа. В области температур, соответствующих максимуму, происходит структурный переход типа «гибкие цепочечные агрегаты» - «гибкие кольцеобразные агрегаты» [1,2]. Появление кольцеобразных кластеров с замкнутым магнитным моментов приводит к падению магнитной восприимчивости газа, поскольку такие кластеры малочувствительны к влиянию слабого внеш-

него магнитного поля. Разработанный теоретический подход хорошо описывает данные компьютерного моделирования.

Применительно к магнитным жидкостям следует отметить, что полученные данные необходимо рассматривать в качестве физической тенденции: при понижении температуры начинают формироваться агрегаты феррочастиц с замкнутым магнитным моментом, а при высоких концентрациях – пространственная сетка агрегатов феррочастиц. Наличие такой сетки способно привести одновременно к падению текучести феррожидкости (резкому росту вязкости) и к падению статической магнитной восприимчивости. О таких эффектах, например, указано в работах [6-10]

*Работа частично поддержана Российским Фондом Фундаментальных Исследований (грант № 12-02-33106\_мол\_а\_вед) и Министерством образования и науки РФ.*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Rovigatti L., Russo J., Sciortino F. Phys. Rev. Lett. 107, 237801 (2011).
2. Rovigatti L., Russo J., Sciortino F. Soft Matter 8, 6310 (2012).
3. Kantorovich S., Ivanov A.O., Rovigatti L., Tavares J.M., Sciortino F. Phys. Rev. Lett. 110, 148306 (2013).
4. Mendeleev V.S., Ivanov A.O. Phys. Rev. E 70, 051502 (2004).
5. Prokopieva T., Danilov V., Kantorovich S., Holm C. Phys. Rev. E. 80, 031404 (2009).
6. Lebedev A.V. Colloid Journal 72, 815819 (2010).
7. Lebedev A.V., Lysenko S.N. J. of Magn. Magn. Mater. 323, 1198 (2011).
8. Lebedev A.V. Colloid Journal 75, 386390 (2013).
9. Pshenichnikov A.F., Lebedev A.V. J. Chem. Phys. 121, 5455 (2004).
10. Pshenichnikov A.F., Lebedev A.V. Colloid Journal 67, 189200 (2005).

## ТЕРМОДИНАМИКА ВЫСОКОКОНЦЕНТРИРОВАННЫХ ФЕРРОЖИДКОСТЕЙ В ОТСУТСТВИИ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

**Втулкина Е.Д., Елфимова Е.А**

Уральский Федеральный Университет  
имени первого президента России Б.Н. Ельцина  
620000, г. Екатеринбург, ул. Ленина 51. Факс: (8343)3507401



Втулкина Екатерина Дмитриевна учится на 1 курсе магистратуры Института математики и компьютерных наук Уральского федерального университета имени первого президента России Б.Н. Ельцина



Елфимова Екатерина Александровна окончила математикомеханический факультет Уральского государственного университета А.М. Горького в 2000 году. В 2006 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

Работа посвящена теоретическому изучению термодинамических свойств феррожидкости в отсутствие внешнего магнитного поля. Построена новая теория, основанная на обратном кумулянтном преобразовании вириального разложения свободной энергии Гельмгольца в ряд по плотности. Таким образом, свободная энергия феррожидкости описывается логарифмической функцией, аргумент которой выражается через второй, третий, четвертый и пятый вириальные коэффициенты.

Простейшей моделью представления частиц феррожидкости является модель дипольных твердых сфер. Жидкость дипольных твердых сфер представляет собой систему твердых сферических частиц, диаметра  $\sigma$  с постоянным дипольным моментом  $\mu$  в центре. Система содержит  $N$  частиц, занимает объем  $V$  и имеет температуру  $T$ . Взаимодействие между двумя частицами  $i$  и  $j$ , находящимися на расстоя-

нии  $r_{ij}$ , определяется суммой потенциалов твердых сфер  $u_{ij}^{HS}$  и диполь-дипольного межчастичного взаимодействия  $u_{ij}^D$ :

$$u_{ij} = u_{ij}^{HS} + u_{ij}^D,$$

$$u_{ij}^{HS} = \begin{cases} \infty, & r_{ij} < \sigma \\ 0, & r_{ij} \geq \sigma \end{cases},$$

$$u_{ij}^D = \frac{\mu_i \cdot \mu_j}{r_{ij}^3} - \frac{3(\mu_i \cdot \Gamma_{ij})(\mu_j \cdot \Gamma_{ij})}{r_{ij}^5}.$$

В качестве меры интенсивности магнитных диполь-дипольных сил используется параметр интенсивности диполь-дипольного взаимодействия  $\lambda = \beta\mu^2 / \sigma^3$ , где  $\beta = 1 / k_B T$ .

### Модель и методы

Рассмотрим свободную энергию Гельмгольца жидкости дипольных твердых сфер. Разница между вириальным разложением для жидкости дипольных твердых сфер ( $F$ ) и жидкости твердых сфер ( $F^{HS}$ ) может быть представлена в виде [1]:

$$\frac{\beta\Delta F}{N} = \frac{\beta(F - F^{HS})}{N} = \sum_{n=1}^{\infty} n^{-1} G_{n+1} \varphi^n, \quad (1)$$

$$G_{n+1} = \frac{B_{n+1} - B_{n+1}^{HS}}{v_0^n}$$

где  $\varphi$  объемная концентрация,  $B_{n+1}$  и  $B_{n+1}^{HS}$  зависящие от температуры вириальные коэффициенты для дипольных твердых сфер и твердых сфер соответственно,  $v_0 = \pi\sigma^3 / 6$  объем частицы.

Для второго и третьего вириальных коэффициентов известны аналитические выражения в виде ряда по степеням параметра диполь-дипольного взаимодействия  $\lambda$  [1]:

$$B_2 = B_2^{HS} - v_0 \left( \frac{4}{3} \lambda^2 + \frac{4}{75} \lambda^4 + \frac{116}{55125} \lambda^6 \right), \quad (2)$$

$$B_2^{HS} = 4v_0,$$

$$\begin{aligned}
 B_3 = B_3^{HS} - v_0^2 & \left[ 4 \ln 2 + \frac{2}{3} \right] \lambda^2 - \frac{20}{9} \lambda^3 - \frac{1468}{15} \left( \ln 2 - \frac{1933981}{2181560} \right) \lambda^4 \\
 & + 0.0424 \lambda^5 + 0.00844 \lambda^6 + 0.00391 \lambda^7 - 0.000554 \lambda^8 \\
 & + 0.000401 \lambda^9 - 0.000124 \lambda^{10} + 0.0000356 \lambda^{11} - 0.0000115 \lambda^{12}, \quad (3) \\
 B_3^{HS} & = 10v_0^2.
 \end{aligned}$$

Для четвертого вириального коэффициента известно разложение до третьего порядка по степеням  $\lambda$ :

$$\begin{aligned}
 B_4 & = B_4^{HS} - v_0^3 (2.901720 \lambda^2 - 7.05 \lambda^3), \quad (4) \\
 B_4^{HS} & = \frac{v_0^3}{35} \left[ -712 + \frac{219\sqrt{2}}{\pi} + \frac{4131}{\pi} \arccos\left(\frac{1}{\sqrt{3}}\right) \right]
 \end{aligned}$$

На основе данных компьютерного моделирования методом наименьших квадратов были получены аналитические выражения для четвертого и пятого вириальных коэффициентов (рис. 1). В аналитическом выражении для  $B_4$  коэффициенты при второй и третьей степенях  $\lambda$  совпадают с соответствующими коэффициентами в формуле (4):

$$\begin{aligned}
 B_4 & = 2.6362 - v_0^3 (2.901720 \lambda^2 - 7.05 \lambda^3) + 0.8374 \lambda^4 - 2 \lambda^5 + 0.639 \lambda^6, \quad (5) \\
 B_5 & = 2.1214 + 0.5 \lambda^2 - 2.2 \lambda^4 + 1.663 \lambda^6 - 0.6 \lambda^7. \quad (6)
 \end{aligned}$$

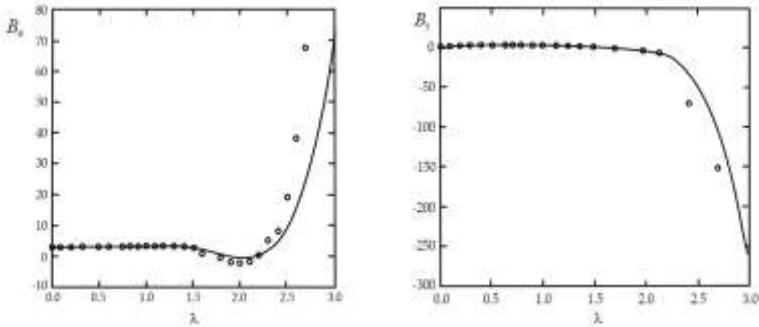


Рис. 1. Сравнение данных компьютерного моделирования со значениями полученных аналитических выражений для  $B_4$  и  $B_5$ . Точки – результаты компьютерного моделирования, сплошная линия – выражения (5) и (6).

По определению [3] свободная энергия системы является логарифмической функцией конфигурационного интеграла  $Q$ :  $\beta\Delta F/N = -\ln Q^{1/N}$ . Проведем обратное кумулянтное преобразование формулы (1) к логарифмическому виду:

$$\frac{\beta\Delta F}{N} = -\ln \left[ 1 + \sum_{n=1}^{\infty} n^{-1} I_n \varphi^n \right]. \quad (7)$$

Разложим формулу (7) в ряд Маклорена в окрестности нуля. Тогда, приравнявая соответствующие коэффициенты при равных степенях  $\varphi$  в полученном выражении к соответствующим коэффициентам в вириальном ряде (1), получим выражения для  $I_n$  через вириальные коэффициенты.

$$\begin{aligned} I_1 &= -G_2, \\ I_2 &= -G_3 + G_2^2, \\ I_3 &= -G_4 + \frac{3}{2}G_3G_2 - \frac{1}{2}G_2^3, \\ I_4 &= -G_5 + \frac{1}{6}G_4^2 - G_2^2G_3 + \frac{1}{2}G_3^2 + \frac{4}{3}G_2G_4. \end{aligned}$$

Для  $B_3$  и  $G_3$  известно разложение до  $\lambda^{12}$ . Следовательно,  $I_2$  должно быть вычислено до этого же порядка, таким образом,  $G_2$  можно включить до  $\lambda^6$ .  $G_4$  известно до  $\lambda^6$ , поэтому членами высших порядков  $G_3G_2$  и  $G_2^3$  в выражении для  $I_3$  можно пренебречь. Аналогично в выражении для  $I_4$  пренебрегаем членами, имеющими порядок выше седьмого. Таким образом, для  $I_1, I_2, I_3$  и  $I_4$  имеем следующие явные выражения:

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{4}{3}\lambda^2 + \frac{4}{75}\lambda^4 + \frac{116}{55125}\lambda^6, \\ I_2 &= \left( 4\ln 2 + \frac{2}{3} \right) \lambda^2 - \frac{20}{9}\lambda^3 + \left( \frac{661727}{9600} - \frac{1468}{15} \ln 2 \right) \lambda^4 - 0.155\lambda^5 \\ &\quad + 0.111\lambda^6 - 0.0143\lambda^7 + 0.0105\lambda^8 - 0.000401\lambda^9 + 0.000677\lambda^{10} \\ &\quad - 0.000130\lambda^{11} - 0.0000464\lambda^{12}, \\ I_3 &= 2.90172\lambda^2 - 7.05\lambda^3 + 1.04437\lambda^4 + 9.48935\lambda^5 - 4.5444\lambda^6, \end{aligned}$$

$$I_4 = -6.6523\lambda^2 + 40.34326\lambda^4 - 20.1761\lambda^5 - 4.99573\lambda^6 + 4.51872\lambda^7.$$

### Сравнение с результатами компьютерного моделирования

Сравним результаты компьютерного моделирования для свободной энергии с полученным аналитическим выражением:

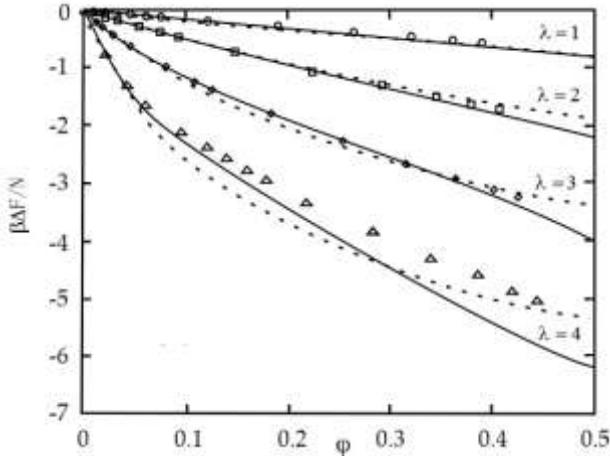


Рис. 2 Сравнение данных компьютерного моделирования со значениями  $\beta\Delta F/N$  при различных  $\lambda$  и  $\phi$

На рис. 2 приведено сравнение  $\beta\Delta F/N$  для новой теории (сплошная линия), известной теории из [1] (пунктирная линия) и результатов Монте-Карло моделирования [1]. Как видно из рис. 2 в области параметров  $\lambda = 1$  и  $\lambda = 2$  обе теории хорошо согласуются с данными компьютерного моделирования даже при очень высоких значениях объемной концентрации дипольных твердых сфер  $\phi = 0.4$ . Для  $\lambda = 3$  новая теория работает лучше и согласуется с результатами компьютерного моделирования при концентрации  $\phi = 0.33$ . Для более интенсивного межчастичного диполь – дипольного взаимодействия новая теория способна корректно предсказать поведение исследуемых систем при концентрациях  $\phi = 0.05$ .

Далее, будем сравнивать результаты компьютерного эксперимента и теории для химического потенциала:

$$\beta\Delta\mu = \frac{\beta\Delta F}{N} + \frac{I_1\phi + I_2\phi^2 + I_3\phi^3 + I_4\phi^4}{1 + I_1\phi + \frac{1}{2}I_2\phi^2 + \frac{1}{3}I_3\phi^3 + \frac{1}{4}I_4\phi^4} \quad (8)$$

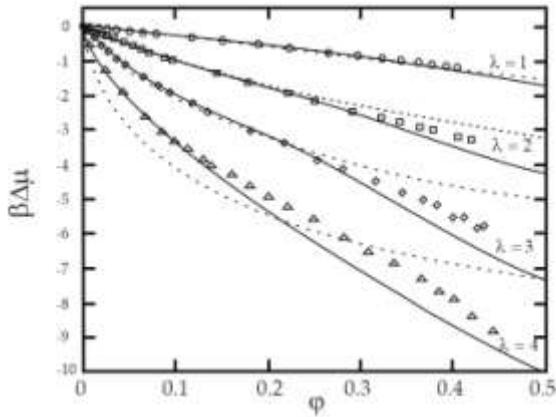


Рис. 3/ Сравнение данных компьютерного моделирования со значениями  $\beta\Delta\mu$  при различных  $\lambda$  и  $\varphi$

Для значения параметра  $\lambda = 1$  новая теория (сплошная линия) и теория из [1] (пунктирная линия) хорошо согласуются с данными компьютерного моделирования при очень высоких значениях объемной концентрации дипольных твердых сфер  $\varphi = 0.4$ . Для значений параметра  $\lambda = 2$ ,  $\lambda = 3$  и  $\lambda = 4$  новая теория согласуется с данными компьютерного моделирования лучше. Для  $\lambda = 2$  теория корректно работает при концентрации  $\varphi = 0.33$ , для  $\lambda = 3$  при концентрации  $\varphi = 0.25$ , для  $\lambda = 4$  при концентрации  $\varphi = 0.12$ .

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Elfimova E.A., Ivanov A.O., Camp P.J. Thermodynamics of dipolar hard spheres with low-to-intermediate coupling constant // Phys. Rev. E, 2012, Vol.86, 021126-1 - 021126-9.
2. J.K. Singh and D.A. Kofke // Phys. Rev. Lett., 2004, Vol.92, 220601-1 - 220601-4.
3. Р. Балеску. Равновесная и неравновесная статистическая механика - М.: Мир, 1978, т.1-405 с.

## ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФЕРРОЖИДКОСТИ: ВЛИЯНИЕ ПОЛИДИСПЕРСНОСТИ

**Соловьева А.Ю., Елфимова Е.А.**

Уральский Федеральный Университет  
имени первого Президента России Б.Н. Ельцина  
620000, г. Екатеринбург, ул. Ленина 51. Факс: (8343)3507401;  
E-mail: anita\_zy@mail.ru



Соловьева Анна Юрьевна учится на 2 курсе магистратуры 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.

Первым приближением феррожидкости является монодисперсная система дипольных твердых сфер, которая достаточно подробно изучена в научной литературе [1-3]. Однако реальные феррожидкости полидисперсны, и дисперсионный состав существенно отражается на свойствах этих систем. Бидисперсная модель содержит основные характерные особенности полидисперсной феррожидкости и одновременно является удобной для исследования.

В настоящей работе построено вириальное разложение свободной энергии бидисперсной системы дипольных твердых сфер в отсутствие внешнего магнитного поля с учетом многочастичных корреляций в системе. Аналитическое выражение свободной энергии позволило определить другие термодинамические характеристики данной системы. Сравнение с результатами компьютерного эксперимента показало область применимости построенной теории.

### **Модель**

В модельной феррожидкости предполагается наличие двух фракций: мелких и крупных частиц, которые отличаются своим диа-

метром  $d_{S(L)}$  и магнитным моментом  $m_{S(L)}$ . Феррочастицы предполагаются однородно распределенными по объему феррожидкости  $V$  при комнатной температуре ( $T = 293$  К). Каждая фракция характеризуется количеством частиц  $N_{S(L)}$ , объемной концентрацией  $\varphi_{S(L)} = N_{S(L)}\pi d_{S(L)}^3 / 6V$  и параметром интенсивности диполь-дипольного взаимодействия  $\lambda_{SS(LL)} = m_{S(L)}^2 / kTd_{S(L)}^3$ , имеющим смысл отношения характерной энергии взаимодействия магнитных моментов двух частиц при их контакте к тепловой энергии  $kT$ . Поскольку все частицы взаимодействуют друг с другом, необходимо ввести дополнительный параметр для взаимодействия крупной и мелкой частицы  $\lambda_{SL} = 8m_S m_L / (d_S + d_L)^3 kT$ .

Потенциальная энергия взаимодействия между частицами  $i$  и  $j$  в отсутствие внешнего магнитного поля определяется суммой потенциалов межчастичных взаимодействий магнитной природы  $U_D(ij)$  и твердых сфер  $U_S(ij)$ :

$$U_S(ij) = \begin{cases} \infty, & r_{ij} < (d_i + d_j) / 2 \\ 0, & r_{ij} \geq (d_i + d_j) / 2 \end{cases},$$

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

где  $r_{ij}$  – радиус-вектор частиц  $i$  и  $j$ .

### Вириальное разложение свободной энергии в отсутствие внешнего магнитного поля

Методы статистической физики [4] позволяют представить свободную энергию магнитной жидкости  $F$  в отсутствие внешнего магнитного поля в виде суммы свободной энергии идеального газа  $F_{id}$ , свободной энергии твердых сфер  $F_{HS}$ , определяемой бидисперсной аппроксимацией Карнагана-Старлинга [5], и вклада диполь-дипольных взаимодействий в свободную энергию  $\Delta F$ :

$$F = F_{id} + F_{HS} + \Delta F, \quad (8)$$

$$F_{id} = N_S kT \ln(\varphi_S) + N_L kT \ln(\varphi_L).$$

Классическое представление вклада диполь-дипольного потенциала  $\Delta F$  – это вириальный ряд по степеням объемной концентрации:

$$\Delta F = -NkT \sum_{p=1}^{\infty} B_{p+1} \varphi^p, \quad (9)$$

где  $\varphi = \varphi_S + \varphi_L$ ,  $N = N_S + N_L$ .

Вириальные коэффициенты  $B_p$  учитывают межчастичные диполь-дипольные взаимодействия в группах из  $p$  феррочастиц. В данной работе второй и третий коэффициенты были представлены в виде ряда по степеням параметров  $\lambda_{ij}$  ( $i, j \in \{S, L\}$ ) до 4-го и 3-го порядков соответственно:

$$\Delta F = -NkT (B_2 \varphi + B_3 \varphi^2), \quad (10)$$

$$B_2(\lambda_{SS}, \lambda_{SL}, \lambda_{LL}, K, c) = \frac{4}{3N} \{N_S K \lambda_{SS}^2 + N_L (1-K) \lambda_{LL}^2\} + \frac{N_L K}{3N} (1+c^{-1})^3 \left(1 + \frac{\lambda_{SL}^2}{25}\right) + \frac{4}{75N} \{N_S K \lambda_{SS}^4 + N_L (1-K) \lambda_{LL}^4\},$$

$$B_3(\lambda_{SS}, \lambda_{SL}, \lambda_{LL}, K, c) = \frac{6 \ln 2 + 1}{3N} \{N_S K^2 \lambda_{SS}^2 + N_L (1-K)^2 \lambda_{LL}^2\} + \frac{\lambda_{SL}^2}{4N} N_L A_1 K^2 (1+c^{-1})^2 + \frac{\lambda_{SL}^2}{4N} N_S A_2 (1-K)^2 (1+c)^2 + \frac{1}{N} \{N_L A_3 K^2 \lambda_{SS}^2 + N_S A_4 (1-K)^2 \lambda_{LL}^2\} - \frac{10}{9N} \{N_S K^2 \lambda_{SS}^3 + N_L (1-K)^2 \lambda_{LL}^3\} - \frac{2\lambda_{SL}^2}{9N} \{N_S (1-K)^2 \lambda_{LL} A_5 + N_L K^2 \lambda_{SS} A_6\}$$

где  $c = d_S / d_L$ ,  $K = \varphi_S / \varphi$ , выражения коэффициентов  $A_i(c)$  приведены в [7].

Второй вириальный коэффициент всегда больше нуля. Это говорит о том, что поле способствует дополнительному эффективному притяжению в группах из всевозможных пар частиц. Третий вириальный коэффициент знакопеременный и может демонстрировать как притяжение, так и отталкивание в тройках частиц в зависимости от параметров системы. Следовательно, исследуемый вириальный ряд

является знакопеременным и медленно сходящимся. В этом случае удобно применить обратное кумулянтное преобразование для выражения (3), которое показало свою эффективность при изучении монодисперсной системы дипольных твердых сфер [6]:

$$\Delta F = -NkT \ln(1 + I_1\varphi + I_2\varphi^2), \quad (11)$$

где  $I_1 = B_2$ ,  $I_2 = B_3 + B_2^2 / 2$ .

### Компьютерное моделирование свойств магнитной жидкости

Монте-Карло моделирование феррожидкости было проведено для бидисперсной системы дипольных твердых сфер с применением периодических граничных условий. Для учета дальнедействующих взаимодействий был использован метод самосогласованного (реакционного) поля [8]. Указанный метод предлагает явно учитывать диполь-дипольное взаимодействие только с ближайшими частицами внутри некоторой сферы радиуса  $r_{cut} < L/2$ , где  $L$  – сторона моделируемой ячейки. Величина отброшенных взаимодействий при этом аппроксимируется дополнительным слагаемым, зависящим от магнитной проницаемости окружающей среды  $\mu_{RF}$ :

$$\tilde{U}_D(i) = \sum_{j \neq i}^{\infty} U_D(ij) \approx \sum_{r_{ij} < r_{cut}} U_D(ij) - g(m_i \cdot M_i), \quad g = \frac{2(\epsilon_{RF} - 1)}{2\epsilon_{RF} + 1} \frac{1}{r_{cut}^3},$$

где  $M_i$  – полный магнитный момент внутри сферы, окружающей частицу  $i$ , включая  $m_i$ .

Учитывая вклад реакционного поля, полная потенциальная энергия может быть записана следующим образом:

$$U = \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j>i, r_{ij} < r_{cut}}^N [U_D(ij) - g(m_i \cdot m_j)] - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N g m_i^2.$$

### Полученные результаты

Аналитическое выражение свободной энергии позволяет рассчитать любую характеристику данной термодинамической системы. На рис. 1 представлен вклад диполь-дипольных взаимодействий в осмотическое давление:

$$\Delta p = -NkT \frac{\partial \Delta F}{\partial V}.$$

Теоретическая кривая давления с использованием вириального разложения свободной энергии (3) для феррожидкости с 20% крупных частиц ( $K = 0.8$ ) совпадает с данными компьютерного моделирования только в области малых объемных концентраций  $\varphi \leq 0.1$ . Обратное кумулянтное преобразование позволяет расширить область применимости теории до средних значений концентрации  $\varphi \leq 0.2$ . Для 10% крупных частиц теория работает достаточно хорошо и в области сильно концентрированных феррожидкостей  $\varphi \leq 0.25$ .

$$\frac{v\Delta p}{kT}$$

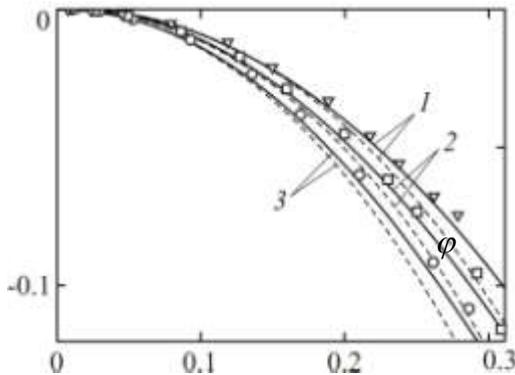


Рис. 1. Вклад диполь-дипольных взаимодействий в давление  $v\Delta p / kT$  как функция объемной концентрации. Пунктирные линии соответствуют давлению с использованием в определении формулы (3), сплошные линии – с использованием (4). Точки – результаты компьютерного моделирования. Параметры системы:  $c = 0.667$ ,  $\lambda_{ss} = 0.8$ ,  $\lambda_{LL} = 2.7$ ,  $\lambda_{sL} = 1.21$ . Кривые 1 и треугольники соответствуют  $K = 1$ , кривые 2 и квадраты –  $K = 0.9$ , кривые 3 и кружки –  $K = 0.8$ .

На рис. 2 представлена свободная энергия бидисперсной системы дипольных твердых сфер с использованием логарифмической формы (4) без вклада идеального газа  $F_{id}$ . На всей рассмотренной области  $\varphi \leq 0.3$  наблюдается отличное сходство теории и данных ком-

пьютерного моделирования. Также можно отметить, что увеличение числа крупных частиц в системе способствует уменьшению величины свободной энергии.

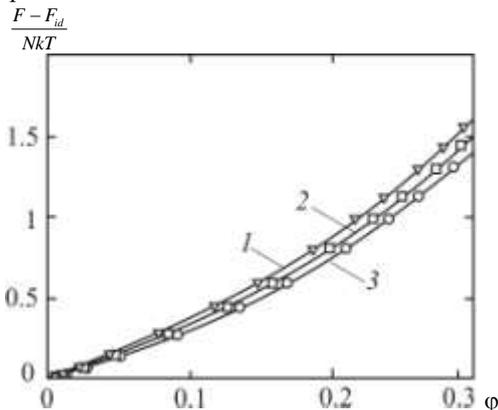


Рис. 2. Свободная энергия феррожидкости  $(F - F_{id}) / NkT$  как функция объемной концентрации. Линии соответствуют логарифмической форме свободной энергии (4), точки – результаты компьютерного моделирования. Параметры системы:  $c = 0.667$ ,  $\lambda_{SS} = 0.8$ ,  $\lambda_{LL} = 2.7$ ,  $\lambda_{SL} = 1.21$ . Кривые 1 и треугольники соответствуют  $K = 1$ , кривые 2 и квадраты –  $K = 0.9$ , кривые 3 и кружки –  $K = 0.8$

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. **M. S. Wertheim.** Exact solution of the mean spherical model for fluids of hard spheres with permanent electric dipole moments. *J. Chem. Phys.*, vol. 55 (1971), 4291 - 4298.
2. **G. Nienhuis and J. M. Deutch.** Comparison of two theories for the two particle distribution function of polar uids. *J. Chem. Phys.*, vol. 56 (1972), 5511 - 5515.
3. **G. Stell, J. C. Rasaiah, and H. Narang.** Thermodynamic perturbation theory for simple polar fluids. I. *Mol. Phys.*, vol. 23 (1972), 393 - 406.
4. **Дж. Гиршфельдер, Ч. Кергисс, Р. Берд.** Молекулярная теория газов и жидкостей. – М.: изд-во иностр. лит. (1961), 103 с.
5. **G. A. Mansoori, N. F. Carnahan, K. E. Starling and T. W. Leland.** *J. Chem. Phys.*, vol. 54 (1971), 1523 - 1525.
6. **E. A. Elfmova, A. O. Ivanov, P. J. Camp.** Thermodynamics of dipolar hard spheres with low-to-intermediate coupling constant. *J. Phys. Rev. E*, vol. 86 (2012), art. no 021126.
7. **A. Yu. Solovjova, E.A. Elfmova.** Thermodynamics of bidisperse ferrofluids in the absence of external magnetic field. *Magnetohydrodynamics* (submitted in 2014).
8. **M. Neumann.** Dipole moment fluctuation formulas in computer simulations of polar system. *Mol. Phys.*, vol. 50 (1983), 841 - 858.

## ПАРНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ В БИДИСПЕРСНОЙ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В ОТСУТСТВИИ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

**Нехорошкова Ю.Е., Елфимова Е.А.**

Институт математики и компьютерных наук, Уральский федеральный университет, пр. Ленина 51, Екатеринбург, 620000, Россия



Нехорошкова Юлия Евгеньевна в 2013 защитила квалификационную работу на степень бакалавра наук по направлению «Механика. Прикладная математика» по теме: «Структурные свойства феррожидкостей. Роль межчастичных корреляций». Имеет 3 научных публикаций, в том числе 1 статью в рецензируемом журнале. В настоящее время является магистранткой 1 курса Института математики и компьютерных наук Уральского федерального университета. Область научных интересов - теоретическое изучение структурных свойств концентрированных магнитных жидкостей.



Елфимова Екатерина Александровна, кандидат физ.-мат. наук, доцент кафедры математической физики, заместитель директора по науке Института математики и компьютерных наук Уральского федерального университета. Область научных интересов – термодинамика и статистическая механика магнитных жидкостей и дипольного газа.

Данная работа посвящена исследованию межчастичных корреляций в магнитных жидкостях в отсутствии внешнего магнитного поля. Поскольку реальные феррожидкости являются полидисперсными по своему гранулометрическому составу, требовалось определить аналитическое выражение для парной функции распределения (ПФР) и структурного фактора рассеяния (СФ) для бидисперсной модели магнитной жидкости. Эти функции дают возможность исследовать влияние полидисперсности на структурные свойства феррожидкостей. Построенная теория сравнивается с результатами компьютерного моделирования, проведенного в Университете г. Эдинбург, для определения области применимости теории.

Магнитная жидкость моделируется бидисперсной системой однородно намагниченных, твердых сферических частиц. Две компоненты рассматриваемой системы будем называть мелкая и крупная фракция. В мелкой фракции содержится  $N_s$  частиц с диаметром  $d_s$  и величиной магнитного момента  $m_s$ . Крупная фракция состоит из  $N_l$  частиц

с диаметром  $d_i$  и величиной магнитного момента  $m_i$ . Соответствующие молярные доли частиц фракций  $n_s = \frac{N_s}{N}$ ,  $n_l = \frac{N_l}{N}$ ,  $N = N_s + N_l$ . Все частицы взвешены в объеме  $v$  при температуре  $T$ . В бидисперсной системе для частиц из мелкой или крупной фракций параметр диполь-дипольного взаимодействия определяется соотношением  $\lambda_{ss(i)} = \frac{m_{s(i)}^2}{kTd_{s(i)}^3}$ , интенсивность взаимодействия мелкой и крупной час-

тиц задается параметром  $\lambda_{sl} = \frac{8m_s m_l}{kT(d_s + d_l)^3}$ , где  $kT$  - тепловая энергия.

Взаимодействие между парой частиц определяется суммой:

$$U(i, j) = U_d(i, j) + U_{HS}(i, j), \quad (1)$$

где потенциал твердых сфер задается формулой:

$$U_{HS}(i, j) = \begin{cases} \infty, & r < \frac{d_i + d_j}{2} = d_{ij}, \\ 0, & r \geq d_{ij} \end{cases} \quad (2)$$

диполь-дипольный потенциал определяется выражением:

$$U_d(i, j) = - \left[ \frac{3(\mathbf{m}_i, \mathbf{r}_{ij})(\mathbf{m}_j, \mathbf{r}_{ij})}{r_{ij}^5} - \frac{(\mathbf{m}_i, \mathbf{m}_j)}{r_{ij}^3} \right]. \quad (3)$$

Классический результат группового (вириального) разложения [1] представляет искомую функцию в виде ряда по степеням объемной концентрации  $\varphi$ :

$$g(\mathbf{r}) = \sum_{k=2}^{\infty} \varphi^{k-2} B_k(\mathbf{r}). \quad (4)$$

Общая объемная концентрация  $\varphi$  определяется суммой объемных концентраций мелкой и крупной фракций  $\varphi = \varphi_s + \varphi_l$ , где  $\varphi_s = \frac{N_s \pi d_s^3}{6v}$ ,  $\varphi_l = \frac{N_l \pi d_l^3}{6v}$ . Здесь величины  $B_k(\mathbf{r})$  называются вириальными коэффициентами. Они описывают влияние  $k-2$  частиц на парные корреляции в системе.

ПФР представляет собой плотность вероятности расположения произвольной пары частиц на заданном расстоянии. Полную ПФР бидисперсной системы можно определить суммой парциальных ПФР с весовыми коэффициентами [2].

$$g(\mathbf{r}) = n_s^2 g_{ss}(\mathbf{r}) + 2n_s n_l g_{sl}(\mathbf{r}) + n_l^2 g_{ll}(\mathbf{r}). \quad (5)$$

Учитывая, что исследуемая система инвариантна относительно вращений, ПФР зависит от модуля вектора  $|\mathbf{r}| = r$ . В работе [2] подробно приведена процедура вычисления парциальных ПФР, ниже приводится результат:

$$\begin{aligned} g_{ss(l)}(r) &= [I_{2a}(r) + \lambda_{ss(l)}^2 d_{s(l)}^6 I_{2c}(r)]_{d_{12}=d_{s(l)}} + \\ &+ n_{s(l)} \varphi [I_{3a}(r) + \lambda_{ss(l)}^2 d_{s(l)}^6 (I_{3d}(r) + 2I_{3e}(r))]_{d_{ij}=d_{s(l)}} + \\ &+ n_{l(s)} \varphi [I_{3a}(r) + \lambda_{sl}^2 d_{s(l)}^6 I_{3d}(r) + 2\lambda_{sl}^2 d_{sl}^6 I_{3e}(r)]_{d_{12}=d_{s(l)}, d_{13}=d_{23}=d_{sl}} \\ g_{sl}(r) &= [I_{2a}(r) + \lambda_{sl}^2 d_{sl}^6 I_{2c}(r)]_{d_{12}=d_{sl}} + \\ &+ n_s \varphi [I_{3a}(r) + \lambda_{sl}^2 d_{sl}^6 I_{3d}(r) + 2\lambda_{ss}^2 d_{sl}^6 I_{3e}(r)]_{d_{13}=d_s, d_{12}=d_{23}=d_{sl}} + \\ &+ n_l \varphi [I_{3a}(r) + \lambda_{sl}^2 d_{sl}^6 I_{3d}(r) + 2\lambda_{sl}^2 d_{sl}^6 I_{3e}(r)]_{d_{23}=d_l, d_{12}=d_{13}=d_{sl}} + \\ &+ n_s \varphi \lambda_{sl}^2 d_{sl}^6 [I_{3e}(r)]_{d_{23}=d_s, d_{12}=d_{13}=d_{sl}} + \\ &+ n_l \varphi \lambda_{ll}^2 d_{ll}^6 [I_{3e}(r)]_{d_{13}=d_l, d_{12}=d_{23}=d_{sl}} \end{aligned}$$

В табл. 1 приведены явные выражения для  $I_{2a}, I_{2c}, I_{3a}, I_{3d}, I_{3e}$  [2].

Таблица 1.

**Коэффициенты  $I_{ij}$  в разложении ПФР в отсутствие внешнего магнитного поля.**

**Каждый коэффициент равен нулю в области  $r < d_{12}$**

Коэффициенты	Область	Формула
$I_{2a}$	$r \geq d_{12}$	1
$I_{2c}$	$r \geq d_{12}$	$\frac{1}{3r^6}$
$I_{3a}$	$d_{12} < r < d_{13} + d_{23}$	$\frac{1}{2} r^3 - 3r[(d_{13})^2 + (d_{23})^2] + 4[(d_{13})^3 + (d_{23})^3] + \frac{3}{2r} [d_{13}^2 + d_{23}^2]^2$
	$r \geq d_{13} + d_{23}$	0
$I_{3d}$	$r \geq d_{12}$	$I_{3a} I_{2c}$
$I_{3e}$	$r \geq d_{13} + d_{23}$	$-\frac{24}{9} \frac{(d_{23})^3}{(r - (d_{23})^2)^3}$
	$d_{12} \leq r d_{13} + d_{23}$	$\frac{r + d_{23} - d_{13}}{r d_{13}^4 (r + d_{23})^3} [3r^3 + r^2 (3d_{23} - 2d_{13}) - r(8d_{23}d_{13} + 3(d_{23})^2 + (d_{13})^2) - 6d_{23}^2 d_{13} - 3d_{23}d_{13}^2 - 3(d_{23})^3]$

На рис. 1 показано сравнение общей ПФР, определенной теоретически, с результатами компьютерного моделирования [2] для различных моделей. Теория отлично согласуется с результатами компьютерного моделирования. В отсутствии внешнего магнитного поля структура ПФР характеризуется двумя ярко выраженными пиками в областях  $r \sim d_s$ ,  $r \sim d_{sl}$ . Увеличение  $\varphi_l$  (рис. 1а сравнивается с рис. 1б) при неизменной общей объёмной концентрации  $\varphi$  приводит к небольшому уменьшению притягивающих корреляций в области  $r \sim d_s$ , и к незначительному росту притягивающих корреляций в области  $r \sim d_{sl}$ .

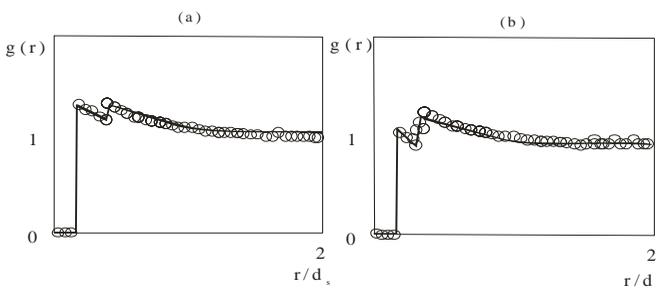


Рис. 1. Сравнение общей ПФР, определенной теоретически (сплошная линия), с результатами компьютерного моделирование [2] (кружки) для различных моделей (а) -

$$\varphi = 0.1, \frac{d_l}{d_s} = 1.25, \varphi_s = 0.09, (b) - \varphi = 0.1, \frac{d_l}{d_s} = 1.25, \varphi_s = 0.08.$$

ПФР содержит в себе полную информацию о межчастичных корреляциях в жидкости, и с ее помощью могут быть рассчитаны все термодинамические характеристики. Однако экспериментальных способов ее определения не существует. Единственным экспериментальным исследованием микроструктурных корреляций в жидкостях является измерение СФ, который связан с Фурье образом ПФР. Для бидисперсной модели феррожидкости в отсутствии внешнего магнитного поля СФ можно представить в виде [3]

$$S(q) = S_{ss}(q) + 2S_{sl}(q) + S_{ll}(q), \quad (6)$$

где  $q$  – модуль волнового вектора. Парциальные СФ определяются формулами:

$$S_{\gamma e}(q) = \frac{n_\gamma n_e 4\pi \frac{N}{V}}{q} \int_0^\infty \sin(qr) (g_{\gamma e}(r) - 1) r dr + n_\gamma \delta_{\gamma e} \quad (7)$$

где  $\gamma, e \in \{s, l\}$ ,  $\delta_{\gamma e}$  – символ Кронекера,  $g_{\gamma e}$  – парциальные ПФР.

На рис. 2 показано, как гранулометрический состав может влиять на поведение первого пика СФ. Появление полидисперсности в системе приводит к смещению первого пика СФ влево. Этот сдвиг обусловлен тем, что в системе появляются крупные частицы, и среднее расстояние между центрами в каждой паре феррочастиц, являющейся центром рассеяния, становится больше. Естественно что при этом увеличивается характерное значение длины волны рассеяния и уменьшается значение волнового вектора  $q$ , при котором СФ является максимальным.

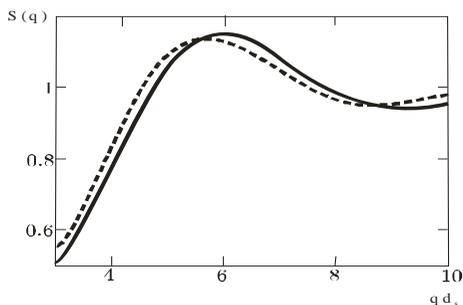


Рис. 2. Общий СФ в зависимости от безразмерного волнового вектора  $qd_s$  для бидисперсной парной функции распределения с диаметрами частиц  $\frac{d_l}{d_s} = 1.25$  и параметрами дипольного взаимодействия  $\lambda_{ss} = 0,77$ ,  $\lambda_{sl} = 1,06$ , и  $\lambda_{ll} = 1,51$  с общей объемной доли  $\varphi = 0,15$ , где  $\varphi_l = 0$  (сплошная линия) и  $\varphi_l = 0,045$  (пунктирная линия).

Используя теоретический подход, было показано, что магнитная жидкость чувствительна к появлению полидисперсности в системе. Было проанализировано типичное поведение ПФР и СФ в зависимости от гранулометрического состава в системе. Полученные данные хорошо согласуются с результатами компьютерного моделирования [2]. Также определены закономерности в поведении СФ, в зависимости от гранулометрического состава феррожидкостей в нулевом магнитном поле.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования РФ (соглашение № 02.А03.21.0006 от 27.08.2013).*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Балеску Р. Равновесная и неравновесная статистическая механика т.1 // Мир, Москва, 1978.
2. Нехорошкова Ю.Е., Гольдина О.А., Кэмп Ф.Дж. Елфимова Е.А., Иванов А.О // Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики, Т. 145, 2014 .
3. Hansen J.-P. and McDonald I.R. Theory of simple liquids, 3rd ed.// Academic Press, London, 2006 - p.416.

## ВЛИЯНИЕ МЕЖЧАСТИЧНОГО ПРИТЯЖЕНИЯ НА ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФЕРРОЖИДКОСТИ

**Турышева Е.В., Елфимова Е.А.**

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



Турышева Екатерина Владимировна. Студентка 1 курса аспирантуры Уральского Федерального Университета им. Первого Президента России Б.Н. Ельцина (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.

Целью данной работы является проведение компьютерного моделирования для вычисления второго и третьего вириальных коэффициентов в разложении свободной энергии в ряд по плотности для системы дипольных сфер, межчастичное притяжение в которой моделируется потенциалом «прямоугольная потенциальная яма»; сравнение полученных данных с аналитическими выражениями, полученными в работе [1] и определение области применимости аналитических выражений; использование вириальных коэффициентов для определения термодинамических характеристик системы.

Известно, что многие из физических характеристик феррожидкостей можно определить с помощью вириальных коэффициентов. В большинстве случаев, достаточно знать выражения для второго  $B_2$  и третьего  $B_3$  вириальных коэффициентов. Их можно вычислить следующим образом [2]:

$$B_2 = \int f(r_{12}) dr_{12}, \quad (1)$$

$$B_3 = \iiint f(r_{12}) f(r_{13}) f(r_{23}) dr_{12} dr_{13} dr_{23}, \quad (2)$$

где  $r_{ij}$  – расстояние между частицами  $i$  и  $j$ ,  $f(r)$  функция Майера, которая зависит от потенциала межчастичного взаимодействия  $U(r_{ij})$

$$f(r_{ij}) = \exp\left(-\frac{U(r_{ij})}{kT}\right) - 1, \quad (3)$$

где  $kT$  – тепловая энергия.

В данной работе феррожидкость моделируется монодисперсной системой дипольных сфер в которой межчастичное притяжение описывается потенциалом «прямоугольная потенциальная яма», то есть взаимодействие между частицами  $i$  и  $j$  определяется суммой двух потенциалов  $U(r_{ij}) = U_D(r_{ij}) + U_S(r_{ij})$ ,

$$U_D(r_{ij}) = -\left[\frac{3(\mathbf{m}_i \mathbf{r}_{ij})(\mathbf{m}_j \mathbf{r}_{ij})}{r_{ij}^5} - \frac{(\mathbf{m}_i \mathbf{m}_j)}{r_{ij}^3}\right], \quad (4)$$

$$U_S(r_{ij}) = \begin{cases} \infty, & 0 \leq r_{ij} \leq d \\ -U_0, & d < r_{ij} < \sigma d \\ 0, & \sigma d \leq r_{ij} \end{cases} \quad (5)$$

$U_D(r_{ij})$  – потенциал диполь-дипольного взаимодействия,  $U_S(r_{ij})$  – потенциал «прямоугольная яма»,  $\mathbf{m}_i$  – магнитный момент  $i$ -ой частицы,  $d$  – диаметр частицы,  $\sigma$  и  $U_0$  – параметры потенциальной ямы:  $\sigma$  – ширина ямы,  $U_0$  – глубина потенциальной ямы.

Как характеристика интенсивности диполь-дипольного взаимодействия часто используется параметр  $\mu$

$$\mu = \frac{m}{\sqrt{U_0 d^3}}, \quad (6)$$

где  $m$  – модуль магнитного момента частицы.

В качестве параметра, описывающего глубину потенциальной ямы, мы будем использовать нормированную температуру  $T^*$ :

$$T^* = \frac{kT}{U_0}, \quad (7)$$

Перейдём к описанию компьютерного моделирования.

В работе [3] был предложен метод компьютерного моделирования для вычисления вириальных коэффициентов.

Рассматриваем две системы: ссылочную (базовую) и целевую. В качестве первой выберем систему, где феррожидкость рассматривается как жидкость твёрдых сфер. Данный выбор обоснован тем, что эта

система является очень простой и для неё известны значения второго и третьего вириальных коэффициентов. Для этой системы функция Майера имеет такой вид:

$$f_{HS}(r_{ij}) = \exp\left(-\frac{U_{HS}(r_{ij})}{kT}\right) - 1, \quad (8)$$

где  $U_{HS}(r_{ij})$  потенциал взаимодействия «твёрдые сферы», описываемый следующей формулой:

$$U_{HS}(r_{ij}) = \begin{cases} \infty, & 0 \leq r_{ij} \leq d \\ 0, & d \leq r_{ij} \end{cases}, \quad (9)$$

В качестве целевой системы выберем систему, где феррожидкость рассматривается как система с диполь-дипольным взаимодействием и взаимодействием немагнитной природы, описываемым потенциалом «прямоугольная потенциальная яма». Именно для этой системы нам и надо вычислить второй и третий вириальный коэффициенты.

Мы опишем алгоритм только для третьего вириального коэффициента. Для второго вириального коэффициента процедура аналогична.

Для вычисления третьего вириального коэффициента в системе рассматриваем три частицы. Фиксируем положение первой частицы и ориентацию её магнитного момента (для целевой системы). Положение остальных частиц будут меняться.

Для выбранной конфигурации считаем произведения функций Майера для ссылочной и целевой системы:

$$p = |f(r_{12})f(r_{13})f(r_{23})|, \quad (10)$$

$$M_1 = \frac{f(r_{12})f(r_{13})f(r_{23})}{p}, \quad (11)$$

$$M_2 = \frac{f_{HS}(r_{12})f_{HS}(r_{13})f_{HS}(r_{23})}{p}, \quad (12)$$

$$p_{OLD} = p. \quad (13)$$

Далее выполняем  $10^8$  раз следующий цикл:

- Случайным образом выбираем частицу (вторую или третью).
- Перемещаем выбранную частицу: меняем её положение в пространстве, ориентацию её магнитного момента.

• Для изменившийся конфигурации считаем  $p_{NEW} = |f(r_{12})f(r_{13})f(r_{23})|$ .

- Выбираем случайное число R из интервала  $[0; 1]$

• Сравниваем  $R$  и минимальное из единицы и отношения  $\frac{P_{NEW}}{P_{OLD}}$ . Если  $R$  меньше, то мы принимаем новое положение (с энергетической точки зрения более выгодное). Иначе возвращаем частицу на прежнее место и, следовательно, меняем значение  $P_{OLD}$ :  $P_{OLD} = P_{NEW}$ .

• Для выбранного на прошлом шаге положения частиц пересчитываем произведение функций Майера для ссылочной и целевой системы и увеличиваем  $M_1$  и  $M_2$ , соответственно:

$$M_1 = M_1 + \frac{f(r_{12})f(r_{13})f(r_{23})}{P_{NEW}}, \quad (14)$$

$$M_2 = M_2 + \frac{f_{HS}(r_{12})f_{HS}(r_{13})f_{HS}(r_{23})}{P_{NEW}}, \quad (15)$$

$$P_{OLD} = P_{NEW}. \quad (16)$$

• Конец цикла.

После выполнения цикла  $10^8$  раз, отношение  $\frac{M_1}{M_2}$  будет близко к значению отношения вириальных коэффициентов для целевой и ссылочной систем, то есть

$$B_3 = B_3^{HS} \frac{M_1}{M_2}. \quad (17)$$

Значения для  $B_3^{HS}$  известны и точно вычислены во многих работах. Следовательно, мы получим значение третьего вириального коэффициента для целевой системы.

Полученные данные мы сравнили с аналитическими выражениями для второго и третьего вириальных коэффициентов, вычисленными с точностью до  $\mu^6$  [1]. Результат сравнения показан на рисунках 1 – 4.

На рисунках изображены графики второго (Рис. 1. и Рис. 2) и третьего (Рис. 3. и Рис. 4) вириальных коэффициентов в зависимости от параметра  $\mu$ , для различных значений ширины потенциальной ямы  $\sigma$  и различных значений нормированной температуры  $T^* = 5.0$  (рис. 1. и рис. 3) и  $T^* = 10.5$  (рис. 2. и рис. 4).

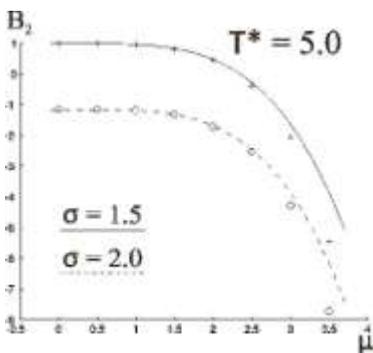


Рис. 1.

Второй вириальный коэффициент в зависимости от параметра  $\mu$  при различных значениях глубины потенциальной ямы при фиксированной нормированной температуре  $T^* = 5,0$ . Лини – результаты теоретического исследования [1]. Точки – результаты компьютерного моделирования

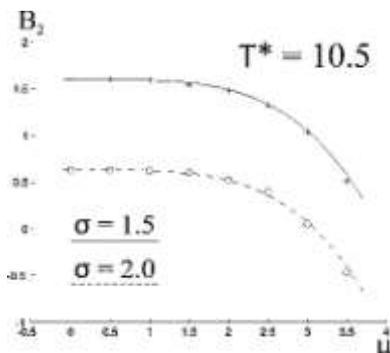


Рис. 2.

Второй вириальный коэффициент в зависимости от параметра  $\mu$  при различных значениях глубины потенциальной ямы при фиксированной нормированной температуре  $T^* = 10,5$ . Лини – результаты теоретического исследования [1]. Точки – результаты компьютерного моделирования

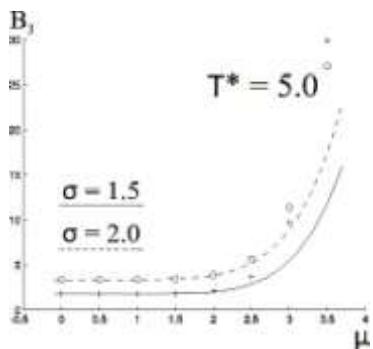


Рис. 3.

Третий вириальный коэффициент в зависимости от параметра  $\mu$  при различных значениях глубины потенциальной ямы при фиксированной нормированной температуре  $T^* = 5,0$ . Лини – результаты теоретического исследования [1]. Точки – результаты компьютерного моделирования

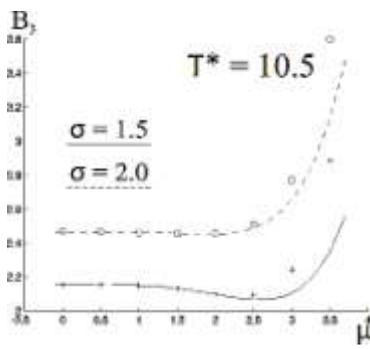


Рис. 4.

Третий вириальный коэффициент в зависимости от параметра  $\mu$  при различных значениях глубины потенциальной ямы при фиксированной нормированной температуре  $T^* = 10,5$ . Лини – результаты теоретического исследования [1]. Точки – результаты компьютерного моделирования

Видно, что наблюдается хорошее согласование результатов в области  $\mu \in [0; 2.5]$ , лучшее согласование наблюдается для больших значений температуры. Привычислении термодинамических свойств, таких как конфигурационная часть свободной энергии  $F$  и давление  $P$ , мы будем брать область параметров, где аналитические выражения для второго и третьего вириальных коэффициентов хорошо согласуются с результатами компьютерного моделирования. Будем вычислять данные термодинамические характеристики по следующим формулам:

$$F = \varphi B_2 + \varphi^2 B_3, \quad (18)$$

$$P = \varphi \frac{1 + \varphi + \varphi^2 - \varphi^3}{(1 - \varphi)^3} + \varphi^2 \frac{dF}{d\varphi}, \quad (19)$$

где  $\varphi$  – объёмная концентрация.

Рис. 5 и 6 иллюстрируют зависимость конфигурационной части свободной энергии и давления от объёмной концентрации  $\varphi$ , для различных величин ширины потенциальной ямы, при фиксированной глубине, задаваемой параметром  $T^* = 10.5$  и фиксированной интенсивности диполь-дипольного взаимодействия, задаваемого величиной параметра  $\mu = 2$ . Сплошная линия соответствует модели «Дипольные твёрдые сферы», пунктирная линия – системе с потенциалом «Прямоугольная потенциальная яма» с небольшой шириной потенциальной ямы ( $\sigma = 1.5$ ), точечная – с большей величиной ширины потенциальной ямы ( $\sigma = 2.0$ ).

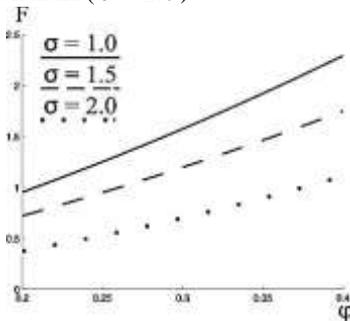


Рис. 5.

Конфигурационная часть свободной энергии в зависимости от параметра  $\varphi$  при различных значениях ширины потенциальной ямы при фиксированной нормированной температуре  $T^* = 10.5$ .

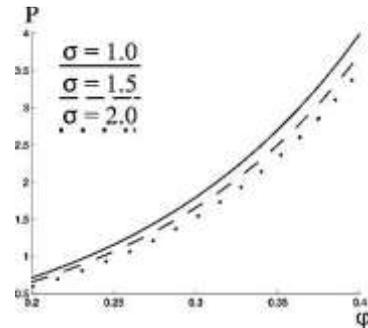


Рис. 6.

Давление, соответствующее конфигурационной части свободной энергии, в зависимости от параметра  $\varphi$  при различных значениях ширины потенциальной ямы при фиксированной нормированной температуре  $T^* = 10.5$ .

Видно, что использование модели «Прямоугольная потенциальная яма» влияет на величину свободной энергии и давления: Чем больше ширина потенциальной ямы, тем значительней отклонение.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Ekaterina V. Turysheva, Anna Yu. Solovjova, Ekaterina A. Elfimova. Thermodynamics of dipolar square-well fluids // Fluid Phase Equilibria (направлена в печать)
2. Р. Балеску. Равновесная и неравновесная статистическая механика, том 1. М.: Мир, 1978.
3. Jayant K. Singh and David A. Kofke. Mayer Sampling: Calculation of Cluster Integrals using Free-Energy Perturbation Methods // Physical Review Letters. -2004.

## МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ФЕРРОЖИДКОСТНЫХ ЭМУЛЬСИЙ: ВЛИЯНИЕ ПОЛИДИСПЕРСНОСТИ

Субботин И.М.

Уральский федеральный университет  
имени первого Президента России Б.Н. Ельцина,  
620000, Екатеринбург, пр. Ленина, 51. E-mail: [i.m.subbotin@gmail.com](mailto:i.m.subbotin@gmail.com)



Аспирант кафедры математической физики института математики и компьютерных наук УрФУ. Закончил механический факультет УрГУ в 2012 году. Лауреат стипендии Правительства Российской Федерации по приоритетным направлениям модернизации и технологического развития экономики России 2013-2014 года.

### Введение.

Данная работа посвящена вопросу влияния полидисперсности прямой феррожидкостной эмульсии на её магнитные свойства в рамках модели взаимодействующих капель. Феррожидкостные эмульсии представляют собой взвеси микрокапель феррожидкости в немагнитной жидкой среде. Характерный диаметр капель – несколько микрометров (1 – 10 мкм). Капли являются сферическими в отсутствие внешнего магнитного поля. При наличии магнитного поля капли намагничиваются и вытягиваются вдоль направления поля (это сильно проявляется при низком межфазном натяжении  $\sim 10^{-5}$ - $10^{-6}$  Н/м). Одним из интересных свойств ферроэмульсий является рост магнитной проницаемости в достаточно слабых внешних полях [1].

### Модель взаимодействующих капель. Монодисперсный случай.

Для учёта взаимного влияния капель феррожидкости используется следующая итерационная схема:

- На первом шаге все капли считаются независимыми.
- Для произвольной капли считается суммарное усреднённое по объёму поле, создаваемое всеми прочими каплями  $\Delta\vec{H}_1$ . Добавочное поле оказывается однородным и сонаправленным с внешним полем  $\vec{H}_0$ .
- Поле внутри капель пересчитывается с учётом эффективного поля  $\vec{H}_{e,1} = \vec{H}_0 + \Delta\vec{H}_1$ . Процедура повторяется, доказана ее сходимость.

В результате применения схемы получается эффективно внешнее поле, учитывающее взаимное влияние капель, связанное с приложенным внешним полем соотношением:

$$H_0 = H_d + 4\pi n_z(\varepsilon)(1 - \varphi)M_d(H_d), \quad (1)$$

где  $H_d$  поле внутри капли,  $M_d(H_d)$  - намагниченность феррожидкости внутри капли описывается модифицированной теорией среднего поля 1-го порядка [2], а  $n_z(\varepsilon)$  - размагничивающий фактор вытянутой эллипсоидальной, заданный формулой:

$$n_z(\varepsilon) = \frac{1 - \varepsilon^2}{2\varepsilon^3} \left( \ln \left( \frac{1 - \varepsilon}{1 + \varepsilon} \right) - 2\varepsilon \right). \quad (2)$$

Начальная магнитная проницаемость  $\mu_0$  эмульсии в модели взаимодействующих капель описывается формулой:

$$\mu_0 = 1 + 4\pi\chi_0 = 1 + 4\pi \frac{\chi_f \varphi}{1 + 4\pi/3 \chi_f (1 - \varphi)}, \quad (3)$$

где  $\chi_f$  - магнитная восприимчивость феррожидкости, а  $\varphi$  объёмная доля капель. Формула (3) является хорошо известной формулой Максвелла-Вагнера [3]. График для предельно слабых магнитных полей представлен на рис.1. Как видно из рисунка график хорошо согласуется с экспериментальными данными.

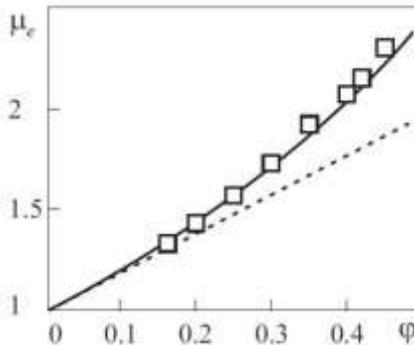


Рис. 1. Зависимость начальной магнитной проницаемости ферроэмульсии от объёмной доли микрокапель феррожидкости. Экспериментальные данные (квадраты) [1], модель: с учётом межкапельного взаимодействия (сплошная линия) (3) и без учёта межкапельного взаимодействия (пунктирная линия).

Подробное описание модели учёта межкапельного взаимодействия для монодисперсной феррожидкостной эмульсии дано в работе [4].

### Модель взаимодействующих капель. Полидисперсный случай.

Для учёта влияния полидисперсности микрокапель феррожидкости в эмульсии используется схожая итерационная схема. В общем виде данная процедура задается следующей формулой:

$$H_0 = H_{d,i} + 4\pi n_z(\epsilon_i)M_d(H_{d,i}) - \sum_j \varphi_j 4\pi n_z(\epsilon_j)M_d(H_{d,j}), \quad (4)$$

где  $H_{d,i}$  – внутреннее поле для капель  $i$ -й фракции,  $\varphi_i$  их объёмная концентрация, а  $\epsilon_i$  – эксцентриситет эллипсоида, описывающего форму деформирований внешним полем капли  $i$ -ого класса.

Для слабых внешних полей, при которых справедлив линейный закон намагничивания  $M_d(H_d) = \chi_f H_d$ , формулы (4) принимают, соответственно вид:

$$H_0 = H_{d,i} + 4\pi \chi_f n_z(\epsilon_i)H_{d,i} - \sum_j \varphi_j 4\pi \chi_f n_z(\epsilon_j)H_{d,i}. \quad (5)$$

Из формулы (4) очевидным образом следует что:

$$H_{d,i} + 4\pi \chi_f n_z(\epsilon_i)H_{d,i} = H_{d,j} + 4\pi \chi_f n_z(\epsilon_j)H_{d,j}, \quad (6)$$

для любой пары  $i$  и  $j$ .

В нулевом внешнем поле все капли, независимо от размера, имеют сферическую форму, и их размагничивающий фактор равен  $1/3$ . Следовательно, полидисперсность не оказывает влияния на начальную магнитную проницаемость эмульсии, которая так же определяется по формуле (3).

В достаточно сильных внешних полях, когда капли становятся значительно вытянутыми, их размагничивающий фактор приближается к нулю, в внутренне поле  $H_d$  во всех каплях фактически сравнивается с внешним полем  $H_0$ , независимо от размеров капель. Это означает, что в области магнитных полей, обеспечивающих значительное удлинение капель, полидисперсность последних опять не играет существенной роли, как и пренебрежимо слабых полях (рис. 3). Поэтому наибольшее влияние полидисперсности на магнитные характеристики феррожидкостной эмульсии следует ожидать в области слабых, но конечных по напряженности, внешних магнитных полей. В этой области капли начинают удлиниться, становясь слабо деформированными сферами, эксцентриситет которых может рассматриваться в качестве малого параметра.

Для определения степени удлинения каплей под воздействием ненулевого внешнего магнитного поля необходимо минимизировать свободную энергию  $f$  всей системы:

$$f = \sum_i n_i F_i, \quad (7)$$

где числовая концентрация таких каплей  $i$ -й фракции обозначена  $n_i$ , а  $F_i$  свободная энергия такой капли заданная в общем случае формулой:

$$F_i = \sigma S_i - V_i \int_0^{H_0} M_d(H_{d,i}) dH_0 \quad (8)$$

Здесь  $\sigma S_i$  представляет собой поверхностную энергию капли и определяется формулой:

$$\sigma S_i = 2\pi\sigma R_i^2 (1 - e_i^2)^{1/3} \left( 1 + \frac{\arcsin(e_i)}{e_i \sqrt{1 - e_i^2}} \right), \quad (9)$$

где  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения. Второе слагаемое в правой части формулы (9) представляет собой магнитную энергию капли ( $F_m$ ).

В случае достаточно слабых внешних полей, где справедливы формулы (6),(7) и приближение размагничивающего фактора с точностью до квадрата эксцентриситета ( $n_z(e) \approx 1/3 - (2/15)e^2$ ), в результате минимизации свободной энергии системы по степени удлинения каплей для эксцентриситета получается следующее выражение:

$$e_i^2 = (4\pi\chi_0)^2 \frac{1 - \varphi}{\varphi^2} \frac{H_0^2 R_i}{16\pi\sigma}, \quad (10)$$

с учётом приближенного представления поверхностной энергии как:

$$\sigma S_i \approx 4\pi R_i^2 \left[ 1 + \frac{2}{45} e_i^4 \right], \quad (11)$$

и

$$\varphi_i = n_i V_i. \quad (12)$$

И соответствующее выражение для магнитной проницаемости  $\mu_e$  эмульсии принимает вид:

$$\mu_{\varepsilon} = 1 + 4\pi\chi_0 \left( 1 + \frac{(4\pi\chi_0)^3 (1-\varphi)^2 H_0^2 \langle R^4 \rangle}{120 \varphi^3 \sigma \langle R^3 \rangle} \right), \quad (13)$$

где угловые скобки означают среднее значение величины по ансамблю капель различного объема.

Таким образом, магнитная проницаемость квадратично зависит от величины внешнего поля  $H_0$  и линейно зависит от отношения средней величины четвёртой степени радиуса капель к средней величине куба, то есть  $\langle R^4 \rangle / \langle R^3 \rangle$ . Это соотношение может быть использовано в качестве «подгоночного» параметра для лучшего согласования теоретических и экспериментальных данных.

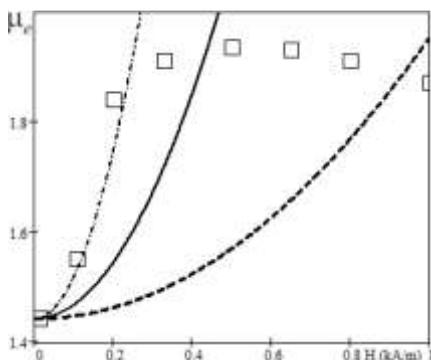


Рис. 2. Зависимость эффективной магнитной проницаемости феррожидкостной эмульсии от напряженности приложенного магнитного поля в области слабых внешних полей для различных значений величины  $\langle R^4 \rangle / \langle R^3 \rangle$ .

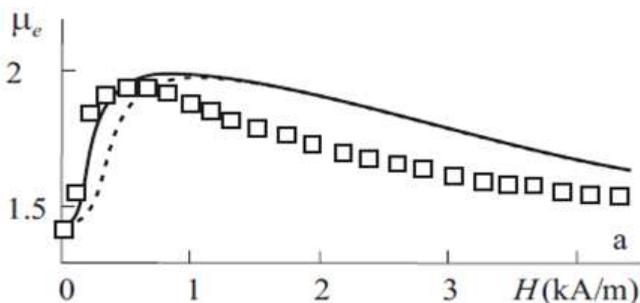


Рис. 3. Зависимость эффективной магнитной проницаемости феррожидкостной эмульсии от напряженности приложенного магнитного поля для различных значений величины  $\langle R^4 \rangle / \langle R^3 \rangle$ .

На рис. 2 и 3 представлены результаты такой операции. Точками обозначены экспериментальные данные [1] для эмульсий с объемной долей микрокапель  $\varphi = 0.2$ . На рисунке 2 пунктирная линия отвечает формуле (13) со значением  $\langle R^4 \rangle / \langle R^3 \rangle = 5 \cdot 10^{-6}$ , что соответствует монодисперсной эмульсии с радиусом капель 5 мкм. Сплошная линия отвечает значению  $\langle R^4 \rangle / \langle R^3 \rangle = 5 \cdot 10^{-5}$ , штрихпунктирной линией выведен график для  $\langle R^4 \rangle / \langle R^3 \rangle = 1.5 \cdot 10^{-4}$ . На рисунке 3 приведено сравнение экспериментальных данных [1] с результатами минимизации (8). Обозначения совпадают с соответствующими обозначениями на рисунке 2. Графики 2 и 3 построены для следующих характеристик ферромагнитной эмульсии: коэффициент поверхностного натяжения  $\sigma = 5 \cdot 10^{-6}$  (Н/м), магнитная восприимчивость феррожидкости  $\chi_f = 5.4/4\pi$ .

### Заключение.

В данной работе представлена математическая модель магнитных свойств магнитной эмульсии под воздействием однородного внешнего магнитного поля с учётом полидисперсности микрокапель феррожидкости и их взаимного влияния друг на друга. Предложенная модель хорошо согласуется с результатами экспериментов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований и Правительства Свердловской области (грант № 13-01-96032 p\_урал\_a).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Диканский Ю.И., Закиян А.Р., Константинова Н.Ю. Журнал технической физики, 2008, Т. 78, № 1, С. 21-26.
2. Ivanov A.O., Kuznetsova O.B. Physical Review E, 2001, V. 64, No. 4, P. 041405–01–12.
3. Wagner K.W. ARCHIV FUR ELEKTROTECHNIK, 1914, Berlin, V. 2;3.
4. Ivanov A.O., Kuznetsova O.B., Subbotin I.M. Magnetohydrodynamics, 2013, V. 49, No. 2-4, P. 191–196.

## **ВЯЗКОУПРУГИЕ СВОЙСТВА МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ СО СТЕРЖНЕОБРАЗНЫМИ ЧАСТИЦАМИ**

<sup>а</sup> **Зубарев А.Ю.**, <sup>а,б</sup> **Чириков Д.Н.**

<sup>а</sup> Уральский федеральный университет имени первого Президента  
России Б.Н. Ельцина (УрФУ)

620002, г. Екатеринбург, ул. Мира, 19;

<sup>б</sup> Озерский технологический институт (ОТИ НИЯУ МИФИ)

456783, Челябинская обл., г. Озерск, проспект Победы, 48

E-mail: [Andrey.Zubarev@usu.ru](mailto:Andrey.Zubarev@usu.ru), [cloud28021985@gmail.com](mailto:cloud28021985@gmail.com)



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 университет г. Ницца (Франция).



Чириков Дмитрий Николаевич окончил ОТИ НИЯУ МИФИ в 2008 году. В 2012 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по теме: «Вязкоупругие свойства магнитных жидкостей». С 2010 г. работает в УрФУ имени Б.Н. Ельцина. С 2013 г. работает доцентом кафедры прикладной математики ОТИ НИЯУ МИФИ. Имеет 6 научных публикаций, в том числе 3 статьи в иностранных журналах. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФИ и УрФУ.

Магнитные жидкости и суспензии притягивают большой интерес исследователей и практиков, благодаря богатому набору уникальных физических свойств, находящих активное применение во многих наукоемких технологиях. Одним из наиболее активно используемых свойств этих систем является их способность в очень широких диапазонах, вплоть до нескольких порядков величины, менять свои реологические свойства под действием умеренной напряженности магнит-

ного поля, легко достижимой в лабораторных и промышленных условиях [1, 2].

Традиционные магнитные жидкости состоят из сферических частиц, распределенных в несущей жидкой среде. В последние несколько лет в различных научных центрах мира, с целью получить магнитные жидкости, обладающие более сильно выраженными реологическими, магнитными и другими свойствами, проводится синтез новых поколений таких систем. Одним из активно развиваемых направлений в этой области, является синтез суспензий со стержнеобразными частицами. Эксперименты показывают, что магнитореологические эффекты в таких системах по крайней мере, в разы сильнее, чем в традиционных суспензиях [3].

В работе [4] были проведены экспериментальные исследования реологических свойств феррожидкости с вытянутыми стержнеобразными частицами. Средняя длина стержнеобразных частиц в экспериментах [4] была 56-57 нм. Для этих феррожидкостей была обнаружена N-образная зависимость напряжения  $\sigma$  от скорости сдвига  $\dot{\gamma}$ . Подобная зависимость для традиционных магнитных жидкостей никогда не наблюдалась – измерения всегда показывают монотонную зависимость  $\sigma$  с  $\dot{\gamma}$ .

В работе [5] предлагается модель, дающая, по крайней мере, качественное объяснение стационарных вязкоупругих эффектов. Данная модель имеет полуэмпирический характер; ее допущения и используемые параметры следуют не из первых принципов, а выбираются из соображений физического правдоподобия и подбираются с целью описания экспериментальных результатов.

Согласно этой стационарной модели предполагается, что в магнитной жидкости со стержнеобразными частицами образуется два вида кластеров. В первом из них силы трения относительно невелики (но, все же, не позволяют кластером разрушаться). При отклонении, под действием гидродинамических сил, оси такого кластера от приложенного магнитного поля, часть частиц в нем переориентируется. Это приводит к изменению магнитного момента кластера, как по величине, так и по направлению относительно тела частицы. Другими словами, агрегаты такого типа подобны парамагнитным частицам. В агрегатах второго типа силы трения настолько велики, что они фиксируют ориентацию частиц, созданную в равновесном состоянии, когда ось кластера была ориентирована вдоль поля. При отклонении таких кластеров от поля их магнитные моменты сохраняются, направление момента совпадает с осью агрегата.

Вместе с тем нестационарные вязкоупругие эффекты, возникающие в феррожидкостях со стержнеобразными частицами, представляют интерес как с точки зрения фундаментальных исследований, так и с прикладной точки зрения. В данной работе предлагается нестационарная модель вязкоупругого поведения этих феррожидкостей, основанная на тех же представлениях о микроскопической природе реологических явлений, которые были использованы при теоретическом описании стационарных явлений в [5]. Согласно стационарной модели теоретические результаты совпадают с экспериментами, по крайней мере, по порядку величины. Это дает основание надеяться, что предлагаемая в данной работе нестационарная модель позволяет учесть принципиально важные моменты стационарной модели.

Как и в [5] в данной работе мы будем рассматривать кластеры как непроницаемые для жидкости эллипсоиды вращения. Приближение непроницаемости кластеров для жидкости вполне аналогично приближению непроницаемых клубков макромолекул, используемому в теории реологических свойств полимерных растворов [6].

Зависимость неравновесного макроскопического напряжения среды  $\sigma$  от времени  $t$  в суспензии может быть представлено в виде [7]:

$$\sigma(t) = \eta_0 \dot{\gamma} + \sigma_a(t) + \sigma_s(t). \quad 1)$$

Здесь  $\eta_0$  – вязкость несущей жидкости;  $\sigma_a(t)$  и  $\sigma_s(t)$  – антисимметричная и симметричная части напряжения, порождаемого присутствием кластеров в магнитной жидкости.

Учитывая присутствие кластеров двух типов в магнитной жидкости, имеем:

$$\sigma_a(t) = \sigma_{a1}(t) + \sigma_{a2}(t), \quad \sigma_s(t) = \sigma_{s1}(t) + \sigma_{s2}(t). \quad 2)$$

Здесь и далее индексы 1 и 2 означают величины, относящиеся к кластерам первого (которые перемагничиваются при отклонении от магнитного поля) и второго (с фиксированным магнитным моментом) типа.

Пренебрегая тепловыми флуктуациями ориентаций многочастичных кластеров, получаем выражения для симметричного и антисимметричного напряжения, которые справедливы для обоих типов кластеров [7,8]:

$$\sigma_{sJ}(t) = \eta_0 \dot{\gamma} \Phi_J \left[ \alpha_J + \frac{\zeta_J + \beta_J \lambda_J}{2} + \frac{\beta_J \cos(2\theta_J(t))}{2} + \right] \quad 3)$$

$$+ \frac{(\chi_J - 2\beta_J \lambda_J) \sin^2(2\theta_J(t))}{4} \left] - \frac{\eta_0 \Phi_J \beta_J}{2} \frac{d}{dt} \sin(2\theta_J(t)) \right.$$

$$\left. , \sigma_{aJ}(t) = \frac{\Phi_J \Gamma_J^m(t)}{2V_J}, V_J = 1, 2.$$

Здесь  $\Phi_J$  – объемная доля кластеров,  $V_J$  – объем кластера;  $\Gamma_J^m(t)$  – магнитный момент, действующий на кластер и стремящийся выровнять направление оси кластера с направлением вектора напряженности магнитного поля;  $\theta_J(t)$  – угол, на который отклоняется ось кластера от направления вектора напряженности магнитного поля;  $\alpha_J$ ,  $\beta_J$ ,  $\lambda_J$ ,  $\chi_J$  и  $\zeta_J$  – коэффициенты, зависящие от форм-фактора  $r_J$ , равного отношению большой оси кластера к малой. Явный вид этих коэффициентов дан в [7].

Момент магнитных сил, действующих на квазипарамагнитный кластер, равен [7,9]:

$$\Gamma_1^m(t) = \frac{\mu_0 H^2 V_1 \chi^2 \sin(2\theta_1(t))(1 - 3N_1)}{2(N_1 \chi + 1)(\chi - N_1 \chi + 2)}. \quad 4)$$

Здесь  $\mu_0$  – магнитная проницаемость вакуума;  $\chi$  – магнитная восприимчивость квазипарамагнитного кластера;  $N_1 = N(r_1)$  – размагничивающий фактор агрегата. В приближении эллипсоидального агрегата фактор  $N_1$  может быть оценен по известной формуле [9]:

$$N = \frac{1}{r^2 - 1} \left[ \frac{r}{\sqrt{r^2 - 1}} \ln(r + \sqrt{r^2 - 1}) - 1 \right]. \quad 5)$$

Момент магнитных сил, действующих на кластер с постоянной намагниченностью  $M_2$  равен [7,9]:

$$\Gamma_2^m(t) = \mu_0 H V_2 M_2 \sin(\theta_2(t)). \quad 6)$$

При изменении ориентации кластера относительно внешнего магнитного поля изменение внутреннего поля в нем относительно невелико. Поэтому физически правдоподобным представляется ситуация, когда изменение внешнего магнитного поля может изменять магнитный момент кластеров второго типа, но при его наклоне силы трения не дают частицам кластера переориентироваться, его магнитный

момент остается фиксированным. В рамках такого предположения намагниченность кластера второго типа равна:

$$M_2 = \chi H. \quad 7$$

Момент гидродинамических сил, действующих кластеры обоих типов, равен [7]:

$$\Gamma_J^h(t) = \frac{4V_J \eta_0 \left( r_J^2 \dot{\gamma} \cos^2 \theta_J(t) + \dot{\gamma} \sin^2 \theta_J(t) - \frac{d\theta_J(t)}{dt} - r_J^2 \frac{d\theta_J(t)}{dt} \right)}{2N_J r_J^2 - N_J + 1}. \quad 8$$

Пусть в начальный момент времени  $t=0$  происходит скачкообразное изменение скорости сдвига от  $\dot{\gamma}_1$  к  $\dot{\gamma}_2$ . Приравнявая магнитные моменты (4,6) к гидродинамическим моментам (8), получаем обыкновенные дифференциальные уравнения относительно углов отклонения осей кластеров от направления напряженности магнитного поля  $H$ :

$$\begin{aligned} \frac{d\theta_1(t)}{dt} &= \frac{r_1^2 \dot{\gamma}_2 \cos^2 \theta_1(t) + \dot{\gamma}_2 \sin^2 \theta_1(t) - A_1 \sin \theta_1(t) c}{1 + r_1^2}, \\ \frac{d\theta_2(t)}{dt} &= \frac{r_2^2 \dot{\gamma}_2 \cos^2 \theta_2(t) + \dot{\gamma}_2 \sin^2 \theta_2(t) - A_2 \sin \theta_2(t)}{1 + r_2^2}, \end{aligned} \quad 9)$$

$$A_1 = \frac{\mu_0 \chi^2 H^2 (1 - 3N_1) (2N_1 r_1^2 - N_1 + 1)}{4\eta_0 (N_1 \chi + 1) (\chi - N_1 \chi + 2)},$$

$$A_2 = \frac{\mu_0 H M_2 (2N_2 r_2^2 - N_2 + 1)}{4\eta_0 \dot{\gamma}_2}.$$

С начальными условиями:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \theta_1(0) &= \frac{A_1 - \sqrt{A_1^2 - 4r_1^2 \dot{\gamma}_1^2}}{2\dot{\gamma}_1}, \\ \sin \theta_2(0) &= \frac{\sqrt{4r_2^4 - 4r_2^2 + A_2^2} - A_2}{2(r_2^2 - 1)}, \end{aligned} \quad 10)$$

На рис. 1 показаны результаты расчетов зависимости полного напряжения  $\sigma(t)$  от времени  $t$  при скачкообразных изменениях скорости сдвига  $\dot{\gamma}$ .

Графики иллюстрируют значительные скачки, амплитуда которых увеличивается с ростом напряженности магнитного поля. Появление этих скачков объясняется наличием производной по времени в уравнении (3) для симметричной части напряжения.

Характерное время релаксации имеет порядок 0,1-0,5 сек; это время уменьшается при уменьшении напряженности магнитного поля. Стоит отметить, что разница характерного времени релаксации объясняется нелинейной зависимостью напряжения  $\sigma$  от скорости сдвига  $\dot{\gamma}$ . В жидкостях с линейной реологией время релаксации не зависит от начальной и конечной величины скорости сдвига.

Отмеченные особенности вязкоупругих эффектов может быть значительным при работе заслонок и гасителей колебаний, а также других систем и устройств, основанных на использовании магнитных жидкостей со стержнеобразными частицами как рабочей среды.

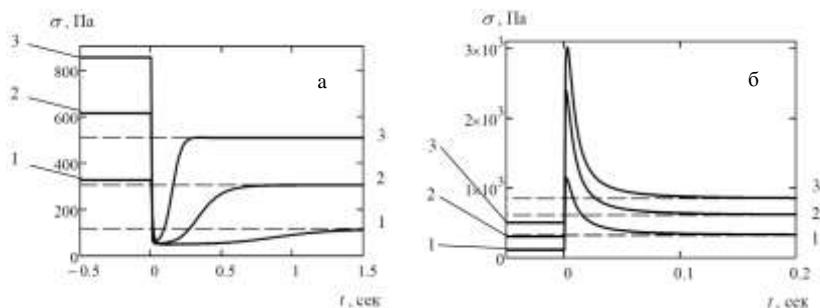


Рис. 1. Зависимость полного напряжения от времени.

Скорость сдвига скачкообразно изменяется а – от 200 сек<sup>-1</sup> до 10 сек<sup>-1</sup>;  
б – от 10 сек<sup>-1</sup> до 200 сек<sup>-1</sup>; 1 – напряженность магнитного поля  $H = 200$  кА/м; 2 –  $H = 300$  кА/м; 3 –  $H = 400$  кА/м.

Таким образом, мы предлагаем модель вязкоупругих свойства магнитных жидкостей со стержнеобразными частицами. Физическая причина этих явлений – конечное время переориентации кластеров, состоящих из стержнеобразных частиц.

*Работа была выполнена в рамках программы развития Уральского Федерального Университета поддержки молодых ученых; при финансовой поддержке РФФИ, гранты 12-01-00132, 13-02-91052, 13-01-96047.*

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. **S. Odenbach** // Magnetoviscous Effects in Ferrofluids. Lectures Notes in Physics / Ed. by Odenbach S. Berlin: Springer, 2002.
2. **G. Bossis, O. Volkova, S. Lacin, A. Meuner** // in Ferrofluids Magnetically Controllable Fluids and their Applications, (ed. S. Odenbach). Springer, Berlin, 2002.
3. **M.T. Lopez-Lopez, P. Kuzhir, G. Bossis** // J. Rheol. 2009.-V.53.P. 115.
4. **M.T. Lopez-Lopez, A. Gomez-Ramirez, L. Rodriguez-Arco, J.D.G. Duran, L. Iskakova and A. Zubarev** // Langmuir 2012. V. 28 P. 6232-6245.
5. **A. Zubarev, M.T. Lopez-Lopez, L. Iskakova and F. Gonzalez-Caballero** // Soft Matter 2013. V. 9 P. 1902-1907.
6. **А.Ю. Гросберг, А.Р. Хохлов.** Статистическая физика макромолекул, М., Наука, 1989.
7. **В.Н. Покровский** Статистическая гидромеханика разбавленных суспензий. М.: Наука, 1977.
8. **C. Jeffery** // Proc. Roy. Soc. 102, 161 (1922)
9. **Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц** Теоретическая физика: Т. VIII. Электродинамика сплошных сред. 4-е изд. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003.

## ВЛИЯНИЕ ФЛЕКСОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ НА ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ФЕРРОНЕМАТИКЕ

**Захлевных А. Н., Петров Д. А.**

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

E-mail: [anz@psu.ru](mailto:anz@psu.ru)



Захлевных Александр Николаевич, окончил Пермский государственный университет в 1976 году. В 1999 году защитил докторскую диссертацию «Ориентационные фазовые переходы в жидких кристаллах». Работает в Пермском государственном национальном исследовательском университете. Декан физического факультета, заведующий кафедрой физики фазовых переходов. Имеет почетное звание «Заслуженный работник высшей школы Российской Федерации». Имеет свыше 200 научных публикаций, в т.ч. 89 статей. Области научных интересов: физика жидких кристаллов, физика суспензий магнитных частиц в нематических жидких кристаллах, физика фазовых переходов, физика мягких конденсированных сред.



Петров Данил Александрович окончил Пермский государственный университет в 2010 году. В 2013 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук: «Ориентационные и магнитооптические явления в ферронематиках». Имеет 26 научных публикаций, в том числе 13 статей и 3 статьи в иностранных журналах. Работает младшим научным сотрудником кафедры физики фазовых переходов Пермского государственного национального исследовательского университета. Области научных интересов: физика суспензий магнитных частиц в нематических жидких кристаллах, физика фазовых переходов.

В настоящей работе анализируется влияние флексоэлектрического эффекта на ориентационные переходы в плоском слое ферронематического жидкого кристалла (ФЖК), индуцированные совместным действием электрического и магнитного полей.

Рассматривается плоский слой ФЖК толщиной  $L$ , ограниченный двумя параллельными плоскостями. Ось  $x$  прямоугольной системы координат направлялась вдоль ограничивающих плоскостей, ось  $z$   $\perp$  перпендикулярно им, а начало отсчета помещалось в середине слоя. Сцепление директора с ограничивающими поверхностями предполагалось мягким и планарным. Электрическое  $\mathbf{E}$  и магнитное  $\mathbf{H}$  поля направлялись перпендикулярно слою вдоль оси  $z$ .

Равновесному состоянию ФЖК отвечает минимум свободной энергии

$$F = \iiint F_V dV + \oint F_S dS, \quad (1)$$

где объемная  $F_V$  [1□3] и поверхностная  $F_S$  [4] плотности свободной энергии имеют вид:

$$\begin{aligned} F_V = & \frac{1}{2} \left[ K_1 (\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + K_2 (\mathbf{n} \cdot \nabla \times \mathbf{n})^2 + K_3 (\mathbf{n} \times \nabla \times \mathbf{n})^2 \right] - \frac{1}{2} \chi_a (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H})^2 - \\ & - M_s f (\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}) + \frac{k_B T}{v} f \ln f + \frac{W_p}{d} f (\mathbf{n} \cdot \mathbf{m})^2 - \frac{1}{2} \varepsilon_a (\mathbf{n} \cdot \mathbf{E})^2 - \\ & - e_1 \mathbf{E} \cdot \mathbf{n} \nabla \cdot \mathbf{n} - e_3 \mathbf{E} \cdot ((\mathbf{n} \times \nabla) \times \mathbf{n}); \\ F_S = & \frac{W^-}{2} (\mathbf{n}^- \times \mathbf{n}_0)^2 + \frac{W^+}{2} (\mathbf{n}^+ \times \mathbf{n}_0)^2. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $K_1$ ,  $K_2$  и  $K_3$  – константы Франка;  $\mathbf{m}$  □ единичный вектор намагниченности;  $M_s$  □ намагниченность насыщения материала феррочастиц;  $\chi_a > 0$  и  $\varepsilon_a > 0$  – анизотропия диамагнитной восприимчивости и диэлектрической проницаемости жидкого кристалла (ЖК), соответственно,  $f(z)$  – локальная объемная доля магнитных частиц в суспензии (мы полагаем среднюю объемную долю частиц  $\bar{f} = Nv/V \ll 1$ , где  $N$  □ число магнитных частиц в суспензии,  $V$  □ объем ФЖК, что позволяет пренебречь межчастичными магнитными диполь-дипольными взаимодействиями в суспензии);  $v$  – объем магнитной частицы,  $d$  – диаметр магнитной частицы,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура,  $W_p$  – плотность энергии сцепления магнитных частиц с ЖК-матрицей. Коэффициенты  $e_1$  и  $e_3$  описывают флексоэлектрические вклады от поперечных (splay) и продольных (bend) деформаций поля директора, соответственно;  $W^+$  и  $W^-$  – энергии сцепления НЖК с верхней и нижней границами слоя, соответственно. Мы полагаем  $W_p > 0$ , что отвечает гомеотропному ( $\mathbf{m} \perp \mathbf{n}$ ) сцеплению магнитных частиц с матрицей в отсутствие поля. Здесь также введены обозначения  $\mathbf{n}_0$  для оси легкого ориентирования на границах ячейки и  $\mathbf{n}^-$  и  $\mathbf{n}^+$  для директора на нижней и верхней границах, соответственно.

В рассматриваемой геометрии директор и намагниченность можно искать в виде

$$\mathbf{n} = [\cos \varphi(z), 0, \sin \varphi(z)], \quad \mathbf{m} = [-\sin \psi(z), 0, \cos \psi(z)], \quad (3)$$

где  $\varphi$  — угол отклонения директора от оси  $x$ , а  $\psi$  — угол отклонения намагниченности от оси  $z$ .

Перейдем к безразмерным величинам: координате  $\tilde{z} = z/L$  (в дальнейшем знак тильда будем опускать); напряженности магнитного и электрического полей  $h = HL\sqrt{\chi_a/K_1}$ ,  $\varepsilon = EL\sqrt{\varepsilon_a/K_1}$ ; приведенной объемной доли феррочастиц  $g(z) = f(z)/\bar{f}$ ;  $k = K_3/K_1$  — анизотропии ориентационной упругости и параметрам

$$b = \frac{M_s \bar{f} L}{\sqrt{\chi_a K_1}}, \quad \kappa = \frac{k_B T \bar{f} L^2}{K_1 \nu}, \quad \omega^\pm = \frac{W^\pm L}{K_1}, \quad \sigma = \frac{w_p \bar{f} L^2}{K_1 d}, \quad a = \frac{e_1 + e_3}{\sqrt{K_1 \varepsilon_a}}. \quad (4)$$

Минимизация свободной энергии (1) по углам ориентации директора  $\varphi$ , намагниченности  $\psi$  и приведенной объемной доли магнитных частиц  $g$  приводит к системе уравнений ориентационного и магнитного равновесия

$$\begin{aligned} K(\varphi) \frac{d^2 \varphi}{dz^2} - \frac{1}{2} \frac{dK(\varphi)}{d\varphi} \left( \frac{d\varphi}{dz} \right)^2 + \frac{1}{2} (h^2 + \varepsilon^2) \sin 2\varphi - \sigma g \sin 2\varphi (\varphi - \psi) &= 0, \\ bh \sin \psi - \sigma \sin 2(\varphi - \psi) &= 0, \\ g(z) = Q \exp \left\{ \frac{bh}{\kappa} \cos \psi(z) - \frac{\sigma}{\kappa} \sin^2 (\varphi(z) - \psi(z)) \right\}, \\ Q^{-1} = \int_{-1/2}^{1/2} \exp \left\{ \frac{bh}{\kappa} \sin \psi(z) + \frac{\sigma}{\kappa} \cos^2 (\varphi(z) - \psi(z)) \right\} dz, \end{aligned} \quad (5)$$

где введено обозначение  $K\varphi = \cos^2 \varphi + k \sin^2 \varphi$ , а граничные условия принимают вид

$$\begin{aligned} K(\varphi^+) \frac{d\varphi}{dz} \Big|_{z=+1/2} - \frac{1}{2} (a\varepsilon - \omega^+) \sin 2\varphi^+ &= 0, \\ K(\varphi^-) \frac{d\varphi}{dz} \Big|_{z=-1/2} - \frac{1}{2} (a\varepsilon + \omega^-) \sin 2\varphi^- &= 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь  $\varphi^\pm = \varphi|_{z=\pm 1/2}$  — углы ориентации директора на верхней (+) и нижней (−) границах слоя.

Как видно из системы уравнений (5), флексоэлектрические вклады содержатся только в граничных условиях (6). Вызванные электрическим полем флексоэлектрические деформации создают асимметрию в граничных условиях, и, следовательно, во всем объеме ФЖК. Таким образом, возникающая поверхностная поляризация изменяет симметрию решения даже при  $\omega^+ = \omega^-$ . Положение максимального отклонения директора от оси легкого ориентирования, задаваемое условием  $d\varphi/dz|_{z=z^*} = 0$ , смещается из середины слоя ( $z=0$ ) в точку  $z = z^*$ .

Система уравнений (5), (6) имеет решения, отвечающие однородным и неоднородным фазам. Одно из однородных решений отвечает планарной ориентации с директором и намагниченностью, ориентированными вдоль магнитного и электрического полей. Такое состояние устойчиво, пока электрическое или магнитное поля не достигнут некоторых пороговых значений [1], называемых полями перехода Фредерикса  $\varepsilon_F$  и  $h_F$ . Вблизи  $\varepsilon_F$  и  $h_F$  искажения намагниченности и директора малы, т.е.  $\varphi(z) \ll 1$ ,  $\psi(z) \ll 1$ , тогда в низшем порядке разложения по малым отклонениям  $\varphi$  и  $\psi$  приходим к уравнению

$$\frac{d^2\varphi}{dz^2} + \lambda^2\varphi = 0, \quad \text{где } \lambda^2 = \varepsilon_F^2 + h_F^2 - \frac{2\sigma b h_F}{2\sigma + b h_F}, \quad (7)$$

из которого с учетом граничных условий (6) находим выражение для определения полей перехода Фредерикса между однородной фазой с гомеотропным сцеплением  $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{m}$  и неоднородным состоянием ФЖК

$$\operatorname{tg}\lambda = \frac{\lambda(\omega^- + \omega^+)}{\lambda^2 + (a\varepsilon_F - \omega^+)(a\varepsilon_F + \omega^-)}. \quad (8)$$

Система уравнений равновесия (5) допускает еще одно однородное решение, в котором директор и намагниченность направлены ортогонально оси легкого ориентирования вдоль электрического и магнитного полей ( $\varphi = \pi/2$ ,  $\psi = 0$ ). Оно отвечает планарному сцеплению директора и намагниченности [5] и носит название состояния насыщения. Найдем выражение для определения полей перехода  $\varepsilon_S$  и  $h_S$  ФЖК из неоднородной угловой фазы в состояние насыщения. Полагая в системе (5) и (6) отклонение директора и намагниченности от направления полей малыми  $\varphi = \pi/2 - \delta\varphi$ ,  $\delta\varphi \ll 1$ ,  $\psi \ll 1$ , в низшем порядке разложения получим

$$\frac{d^2\delta\phi}{dz^2} - \Lambda^2\delta\phi = 0, \text{ где } \Lambda^2 = \frac{1}{k} \left( \varepsilon_s^2 + h_s^2 + \frac{2\sigma b h_s}{2\sigma - b h_s} \right), \quad (9)$$

откуда с учетом граничных условий (6) находим выражение для определения полей переходов в состояние насыщения

$$\text{th}\Lambda = \frac{\Lambda k(\omega^- + \omega^+)}{\Lambda^2 k^2 - (a\varepsilon_s - \omega^+)(a\varepsilon_s + \omega^-)}. \quad (10)$$

Из фазовой диаграммы, представленной на рис. 1а видно, что флексоэлектрический эффект приводит к уменьшению напряженности электрического поля перехода Фредерикса. Отметим, что флексоэлектрический вклад в случае  $\omega^+ = \omega^- = \omega$  входит в выражение (8) квадратичным образом, т.е. не зависит от знака  $a$ . При разных энергиях сцепления на границах слоя (см. рис. 1б) картина становится более сложной из-за наличия в (8) слагаемого, содержащего первую степень флексоэлектрического параметра  $a$ , т.е. становится существенна не только величина, но и знак параметра  $a$ . Из рис. 1б видно, что при отрицательных значениях параметра  $a$  электрические поля переходов Фредерикса больше, чем для положительных.

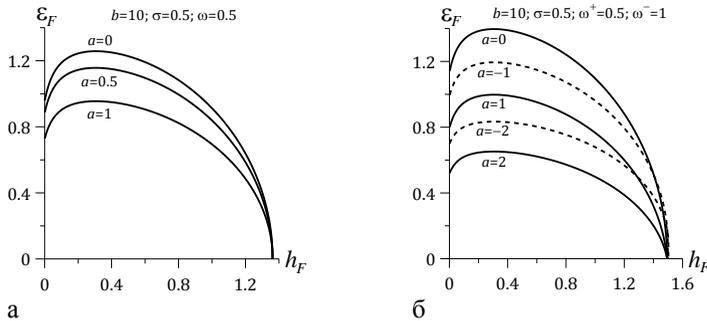


Рис. 1. Фазовая диаграмма электрического  $\varepsilon_F$  и магнитного  $h_F$  полей перехода Фредерикса для  $b=10$ ,  $\sigma=0.5$  и различных значений параметра  $a$ ;

(а)  $\omega^+ = \omega^- = \omega = 0.5$  и (б)  $\omega^+ = 0.5$ ,  $\omega^- = 1$

На рис. 2 представлены бифуркационные диаграммы переходов из неоднородного состояния ФЖК в фазу насыщения. Области, ограниченной справа и сверху кривой перехода, отвечает неоднородное состояние, области, находящейся справа от кривой, отвечает фаза насыщения. Наличие в знаменателе выражения (9) для  $\Lambda$  разности  $(2\sigma - b h_s)$  приводит к тому, что в магнитных полях не превышающих

значения  $h_S^a = 2\sigma/b$ , ФЖК не переходит в состояние насыщения даже при сколь угодно больших электрических полях. Это видно из рис. 2, для которого  $h_S^a = 0.1$ . Эта особенность объясняется тем, что директор ЖК ориентируется вдоль оси  $z$  благодаря совместному действию электрического и магнитного полей, в то время как на магнитные частицы действует лишь магнитное поле. Из-за гомеотропного сцепления дисперсной фазы с директором в полях  $h < h_S^a$  не происходит переориентации магнитных частиц в ЖК-матрице и тем самым переход в состояние насыщения невозможен.

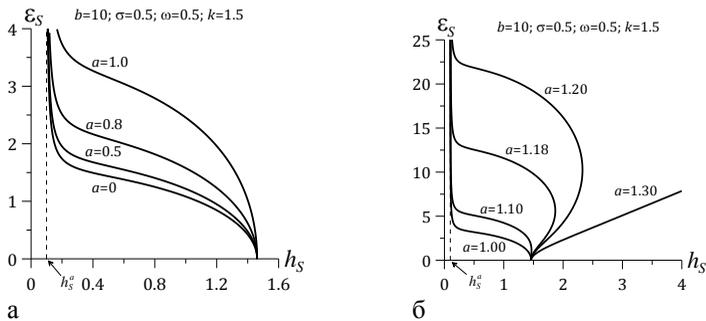


Рис. 2. Фазовая диаграмма электрического  $\epsilon_S$  и магнитного  $h_S$  полей насыщения для  $b=10$ ,  $\sigma=0.5$ ,  $\omega=0.5$ ,  $k=1.5$  и различных значений параметра  $a$

Из рис. 2 видно, что с ростом поляризации среды для перехода в состояние насыщения требуются большие электрические поля. Особый интерес представляет случай  $a > 1$  (рис. 2б). Видно, что для заданных значений материальных параметров кривые ведут себя немонотонно, т.е. в ФЖК возникают возвратные ориентационные фазы. С ростом электрического поля происходят последовательно переходы: состояние насыщения – неоднородное состояние – состояние насыщения, причем ширина области существования этих фаз быстро увеличивается с ростом флексоэлектрического параметра  $a$ .

*Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 13-02-96001).*

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Жен де П. Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977. 400 с.
2. Brochard F., Gennes de P. G. Theory of magnetic suspensions in liquid crystals // J. de Phys. 1970. Vol. 31. P. 691–708.
3. Burylov S. V., Raikher Yu. L. Macroscopic properties of ferronematics caused by orientational interactions on the particle surfaces. I. Extended continuum model // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1995. Vol. 258. P. 107–122.
4. Rapini A., Papoular M. Distorsion d'une lamelle nematique sous champ magnetique conditions d'ancrage aux parois // J. de Phys. Colloq. 1969. Vol. 30. P. C4–54.
5. Zakhlevnykh A. N. Threshold magnetic fields and Freedericksz transition in a ferronematic // J. Magn. Magn. Mater. 2004. Vol. 269. P. 238–244.

## ТРИКРИТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ФЕРРОНЕМАТИКЕ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ ДИАМАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ

**Захлевных А. Н., Петров Д. А.**

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

E-mail: [anz@psu.ru](mailto:anz@psu.ru)



Захлевных Александр Николаевич, окончил Пермский государственный университет в 1976 году. В 1999 году защитил докторскую диссертацию «Ориентационные фазовые переходы в жидких кристаллах». Работает в Пермском государственном национальном исследовательском университете. Декан физического факультета, заведующий кафедрой физики фазовых переходов. Имеет почетное звание «Заслуженный работник высшей школы Российской Федерации». Имеет свыше 200 научных публикаций, в т.ч. 89 статей. Области научных интересов: физика жидких кристаллов, физика суспензий магнитных частиц в нематических жидких кристаллах, физика фазовых переходов, физика мягких конденсированных сред.



Петров Данил Александрович окончил Пермский государственный университет в 2010 году. В 2013 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук: «Ориентационные и магнитооптические явления в ферронематиках». Имеет 26 научных публикаций, в том числе 13 статей и 3 статьи в иностранных журналах. Работает младшим научным сотрудником кафедры физики фазовых переходов Пермского государственного национального исследовательского университета. Области научных интересов: физика суспензий магнитных частиц в нематических жидких кристаллах, физика фазовых переходов.

Как известно, жидкие кристаллы (ЖК) обладают малой анизотропией диамагнитной восприимчивости, поэтому для управления их ориентационной структурой требуются достаточно большие магнитные поля ( $H \sim 1$  кЭ). В 1970 г. Брошар и де Жен [1] предложили создать высокодисперсные суспензии феррочастиц на основе нематических жидких кристаллов (НЖК), которые получили название ферронематиков (ФН). Начальная магнитная восприимчивость таких суспензий на несколько порядков выше по сравнению с беспримесным НЖК, что позволяет управлять ориентацией ФН полями  $H \sim 10$  Э.

В работе в рамках континуальной теории [1–3] изучаются индуцированные внешним магнитным полем ориентационные переходы в ФН с отрицательной анизотропией диамагнитной восприимчивости

$\chi_a < 0$ . ФН находится в плоскопараллельной ячейке толщиной  $L$ . Ось  $x$  системы координат направим вдоль ограничивающих пластин, ось  $z$  – перпендикулярно им, начало координат выберем в центре слоя. Будем полагать, что директор фиксирован на границах и направлен вдоль оси легкого ориентирования  $\mathbf{e} = (1, 0, 0)$  (жесткое планарное сцепление), а сцепление директора с поверхностью феррочастиц мягкое и планарное, так что в отсутствие магнитного поля директор и намагниченность ФН сонаправлены. Направим магнитное поле  $\mathbf{H} = (0, 0, H)$  перпендикулярно границам слоя. Равновесное искажение ориентационной и магнитной структуры ФН отвечает минимуму свободной энергии [1–3]

$$F = \iiint F_V dV, \quad F_V = F_1 + F_2 + F_3 + F_4 + F_5,$$

$$F_1 = \frac{1}{2} [K_1 (\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + K_2 (\mathbf{n} \cdot \nabla \times \mathbf{n})^2 + K_3 (\mathbf{n} \times \nabla \times \mathbf{n})^2], \quad F_2 = \frac{1}{2} |\chi_a| (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H})^2,$$

$$F_3 = -M_s f (\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}), \quad F_4 = -\frac{w_p}{d} f (\mathbf{n} \cdot \mathbf{m})^2, \quad F_5 = \frac{k_B T}{v} f \ln f. \quad (1)$$

Здесь  $K_1, K_2, K_3$  – модули ориентационной упругости Франка;  $\mathbf{n}$  – директор жидкого кристалла;  $f$  – объемная доля частиц с магнитными моментами  $\boldsymbol{\mu} = M_s v \mathbf{m}$ , направленными вдоль директора  $\mathbf{n}$  в отсутствие магнитного поля;  $\mathbf{m}$  – единичный вектор намагниченности;  $M_s$  – намагниченность насыщения материала феррочастиц;  $\chi_a < 0$  – анизотропия диамагнитной восприимчивости ЖК;  $w_p$  – плотность энергии сцепления магнитных частиц с ЖК-матрицей (будем считать  $w_p > 0$ , в этом случае в отсутствие магнитного поля свободная энергия минимальна при  $\mathbf{n} \parallel \mathbf{m}$ , что соответствует планарному сцеплению директора и магнитных частиц);  $d$  – поперечный диаметр частицы;  $v$  – объем частицы;  $k_B$  – постоянная Больцмана;  $T$  – температура. Мы полагаем  $\bar{f} = Nv/V \ll 1$  ( $N$  – число магнитных частиц в суспензии,  $V$  – объем ФН), что позволяет пренебречь межчастичными магнитными диполь-дипольными взаимодействиями в суспензии.

Искажения ориентационной и магнитной структуры, индуцированные внешним полем  $\mathbf{H}$ , можно представить в виде

$$\mathbf{n} = [\cos \varphi(z), 0, \sin \varphi(z)], \quad \mathbf{m} = [\cos \psi(z), 0, \sin \psi(z)]; \quad (2)$$

здесь  $\varphi(z)$  и  $\psi(z)$  — углы отклонения директора и намагниченности от оси легкого ориентирования  $\mathbf{e} = (1, 0, 0)$ , соответственно. Определим безразмерную координату  $\zeta = z/L$ , напряженность магнитного поля  $h = HL\sqrt{|\chi_a|/K_1}$ , приведенную объемную долю феррочастиц  $g = f/\bar{f}$  и параметр анизотропии ориентационной упругости  $k = K_3/K_1$ . Введем согласно [4, □] безразмерные параметры

$$b = \frac{M_s \bar{f} L}{\sqrt{K_1 |\chi_a|}}, \quad \kappa = \frac{k_B T \bar{f} L^2}{K_1 v}, \quad \sigma = \frac{w_p \bar{f} L^2}{K_1 d}. \quad (3)$$

Параметр  $b$  описывает влияние магнитного поля на ФН. При  $b \gg 1$  ориентационные искажения обусловлены преимущественно дипольным механизмом, а в случае  $b \ll 1$  они вызваны квадрупольным механизмом. Параметр сегрегации  $\kappa$  отвечает за масштаб концентрационного расслоения магнитных частиц в слое. Сегрегационные эффекты слабы лишь при больших  $\kappa$ , когда характерный размер области концентрационного расслоения меньше толщины слоя. Параметр  $\sigma$  — безразмерная энергия сцепления феррочастиц с директором.

Минимизация функционала свободной энергии (1) относительно углов ориентации директора  $\varphi$ , намагниченности  $\psi$  и концентрации частиц  $g$  приводит к системе уравнений ориентационного равновесия

$$\int_0^{\varphi(\zeta)} R^{1/2}(\varphi, \psi) d\varphi = \frac{1}{2} - \zeta, \quad bh \cos \psi + \sigma \sin 2(\varphi - \psi) = 0, \\ g(\zeta) = Q \exp \left\{ \frac{bh}{\kappa} \sin \psi(\zeta) + \frac{\sigma}{\kappa} \cos^2(\varphi(\zeta) - \psi(\zeta)) \right\}, \\ Q^{-1} = 2 \int_0^{\varphi_0} \exp \left\{ \frac{bh}{\kappa} \sin \psi(\zeta) + \frac{\sigma}{\kappa} \cos^2(\varphi(\zeta) - \psi(\zeta)) \right\} R^{1/2}(\varphi, \psi) d\varphi. \quad (4)$$

Здесь величина  $Q$  определяется из условия постоянства числа частиц в системе и введены обозначения

$$R(\varphi, \psi) = \left[ \cos^2 \varphi + k \sin^2 \varphi \right] \left[ h^2 (\cos^2 \varphi_0 - \cos^2 \varphi) + 2\kappa(g_0 - g) \right],$$

а также  $g_0 \equiv g(\varphi_0)$  и  $\varphi_0 \equiv \varphi(0)$  для приведенной объемной доли частиц и угла поворота директора в центре слоя, соответственно.

Система уравнений (4) вместе с условиями жесткого планарного сцепления директора с границами слоя  $\varphi(-1/2)=\varphi(1/2)=0$  определяет углы  $\varphi(\zeta)$  и  $\psi(\zeta)$  поворота директора и намагниченности, распределение концентрации магнитной примеси  $g(\zeta)=f(\zeta)/\bar{f}$  в слое ФН в зависимости от напряженности поля  $h$  и безразмерных параметров  $k$ ,  $b$ ,  $\kappa$  и  $\sigma$ . Эта система допускает в полях, выше некоторого  $h_r$ , решение, отвечающее однородной фазе магнитного насыщения, в которой директор направлен вдоль оси легкого ориентирования ( $\varphi(\zeta)\equiv 0$ ), а намагниченность по полю ( $\psi(\zeta)\equiv \pi/2$ ). Зависимость поля перехода  $h_r$  между неоднородной фазой и фазой магнитного насыщения от энергии сцепления  $\sigma$  и материальных параметров

$$h_r^2 + \frac{2\sigma b h_r}{2\sigma - b h_r} + \pi^2 = 0 \quad (5)$$

показана на рис. 1а. Неоднородной фазе отвечает область под кривой  $h_r$ , фазе магнитного насыщения область выше кривой  $h_r$ . Видно, что чем сильнее влияние квадрупольного механизма (малые  $b$ ), тем быстрее растет пороговое поле с увеличением энергии сцепления  $\sigma$ .

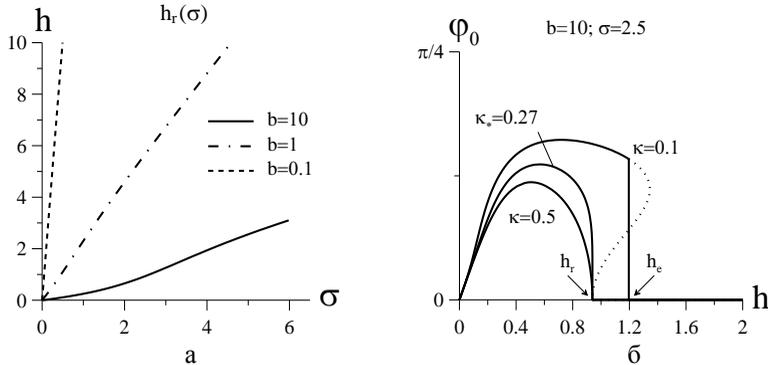


Рис. 1. (а) Пороговые поля  $h_r$  как функции энергии сцепления  $\sigma$  магнитных частиц с ЖК-матрицей; (б) Зависимость угла ориентации директора в центре слоя от напряженности магнитного поля  $h$

Вблизи точки перехода  $h_r$  между неоднородным состоянием и состоянием магнитного насыщения свободная энергия ФН была представлена в виде разложения Ландау

$$\tilde{F} = \tilde{F}_0 + \frac{\alpha}{2}(h_r - h)\varphi_0^2 + \frac{\beta}{4}\varphi_0^4 + \dots, \quad (6)$$

$$\tilde{F}_0 = -bh, \quad \alpha = -\frac{1}{2}(2h_r + bs^2),$$

$$\beta = \frac{1}{16\kappa} \left[ 4\pi^2 k + 3bh_r s^2 (2+s)^2 \right] (\kappa - \kappa_*).$$

Здесь

$$s = \frac{2\sigma}{bh_r - 2\sigma}, \quad \kappa_* = \frac{(\pi^2 + h_r^2)^2}{4\pi^2 k + 3bh_r s^2 (2+s)^2}. \quad (7)$$

Минимизация свободной энергии (6) по  $\varphi_0$  дает выражение для угла отклонения директора в центре слоя

$$\varphi_0 = \pm \sqrt{\gamma \frac{h_r - h}{\kappa - \kappa_*}}, \quad \gamma = \frac{8\kappa(2h_r + bs^2)}{4\pi^2 k + 3bh_r s^2 (2+s)^2} > 0. \quad (8)$$

Из формулы (8) видно, что  $\kappa_*$  является трикритическим значением параметра сегрегации. При  $\kappa \geq \kappa_*$  ориентационный переход является фазовым переходом второго рода, а при  $\kappa < \kappa_*$  – первого (в этом случае ФН проявляет ориентационную бистабильность).

Результаты численного решения системы уравнений (4) с граничными условиями  $\varphi(-1/2) = \varphi(1/2) = 0$  представлены на рис. 1б для дипольной моды  $b = 10$  (анизотропия упругости  $k = 1.5$ , энергия сцепления директора с поверхностью феррочастиц  $\sigma = 2.5$ ). В этом случае  $h_r = 0.94$  и  $\kappa_* = 0.27$ . Для  $\kappa \geq \kappa_*$  в диапазоне полей от 0 до  $h_r$  ФН находится в неоднородном состоянии. С ростом  $h$  магнитные частицы ориентируются в направлении поля и за счет связи директора и намагнитченности ( $F_4$ ) увлекают за собой директор. При дальнейшем росте поля диамагнитный вклад  $F_2$  становится существенным, и вследствие  $\chi_a < 0$  директор стремится вернуться в исходное состояние, т.е. стать ортогональным полю. По этой причине с ростом поля  $\varphi_0$  достигает максимума, а затем уменьшается до нуля, когда при  $h = h_r$  происходит переход в состояние насыщения (см. рис. 1). При  $\kappa < \kappa_*$  и  $h > h_r$  на кривой  $\varphi_0(h)$  на рис. 1б имеется область неоднозначности, свидетельствующая о существовании метастабильных и

неустойчивых состояний (пунктирная кривая), характерных для переходов первого рода. Здесь состояние ФН при переходе от неоднородной фазы к фазе магнитного насыщения меняется скачком при  $h = h_e$ , показанным вертикальными отрезками на рис. 1б.

Сравнение результатов численного решения уравнений равновесия (4) и экспериментальных данных из работы [6] по определению электрической емкости ячейки ФН на основе ЖК ZLI-1695 показано на рис. 2. Пунктиром показаны результаты измерений [6], сплошной линией – результаты наших расчетов. Видно, что теоретическая кривая неплохо согласуется с экспериментальной. Начальный участок экспериментальной кривой является более пологим по сравнению с результатом расчета, что связано с уменьшением объемной доли частиц, участвующих в намагничивании суспензии, из-за их агрегирования. Здесь  $C_0$  – емкость ячейки, заполненной ФН, в отсутствие поля

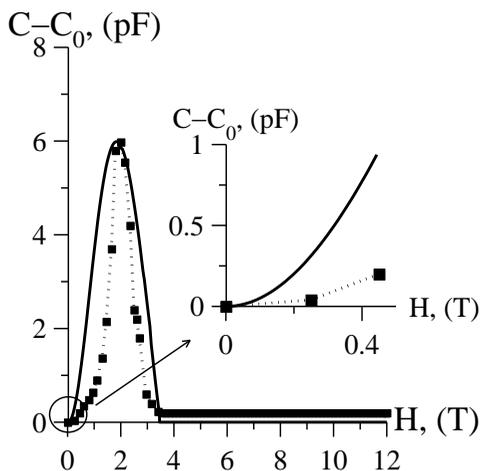


Рис. 2. Зависимость емкости ячейки ФН от напряженности магнитного поля  $H$  для  $k=1.5$ ,  $b=1.15$ ,  $\kappa=0.7$ ,  $\sigma=1.65$ ,  $H_r=3.5$  Т.

Сплошная линия – результаты расчетов; пунктирная линия – экспериментальные данные [6]

*Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 13-02-96001).*

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Brochard F., Gennes P. G. de. Theory of magnetic suspensions in liquid crystals // *J. Phys. (France)*. 1970. Vol. 31. P. 691–708.
2. Burylov S. V., Raikher Yu. L. Macroscopic properties of ferronematics caused by orientational interactions on the particle surfaces. I. Extended continuum model // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 1995. Vol. 258. P. 107–122.
3. Burylov S. V., Raikher Yu. L. Macroscopic properties of ferronematics caused by orientational interactions on the particle surfaces. II. Behavior of real ferronematics in external fields // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 1995. Vol. 258. P. 123–141.
4. Zakhlevnykh A. N., Sosnin P. A. Ferrocholesteric-ferronematic transition in an external magnetic field // *J. Magn. Magn. Mater.* 1995. Vol. 146. P. 103–110.
5. Zakhlevnykh A. N. Threshold magnetic fields and Fréedericksz transition in a ferronematic // *J. Magn. Magn. Mater.* 2004. Vol. 269. P. 238–244.
6. Kopčanský P., Potočová I., Konečná M., Timko M., Jadzyn J., Czechowski G., Jansen A. M. G. The structural instabilities of ferronematic based on liquid crystal with low negative magnetic susceptibility // *Phys. Stat. Sol.* 2003. Vol. 236. P. 450–453.

## ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ АТОМНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ АГРЕГАТОВ В МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

Лунегов И.В.<sup>1</sup>, Сабиров А. А.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФГБОУ ВПО «Пермский государственный национальный  
исследовательский университет»

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



Сабиров Артур Айсхатович окончил физический факультет Пермского государственного университета по специальности «Радиофизика и электроника». Занимался исследованиями в области информационной безопасности. В настоящее время сфера научных интересов затрагивает вопросы применения методов атомно-силовой микроскопии при исследовании магнитных жидкостей, а также численного моделирования процесса агрегирования феррочастиц.

### Введение

Исследованию агрегатов феррочастиц в магнитных жидкостях (далее – МЖ) посвящено большое количество работ, в основном, носящих теоретический характер [1-4]. Экспериментальному наблюдению агрегатов препятствуют их малые размеры – десятки нанометров. Это делает применение оптических микроскопов неприемлемым. Разработанные методы являются косвенными, основываются на детектировании изменения макроскопических свойств исследуемого образца (магнитная восприимчивость, оптическая проницаемость и др.).

### Эксперимент

В проводимых нами исследованиях для непосредственного наблюдения агрегатов и ферромагнитных частиц предлагается использовать атомно-силовой микроскоп (далее – АСМ). Исследуемый образец представляет собой тонкую поверхностную пленку, полученную при испарении из капли МЖ жидкости-носителя.

Так как поверхность тонкой пленки даже после высушивания мягкая, при АСМ сканировании использовался полуконтактный режим зондирования. Это позволило минимизировать физическое изменение поверхности образца, сохраняя при этом высокую точность результатов сканирования. При исследованиях применялось оборудование ЗАО «Нанотехнология МДТ».

Характерное изображение отсканированного образца тонкой пленки магнитной жидкости представлено на рис.1..

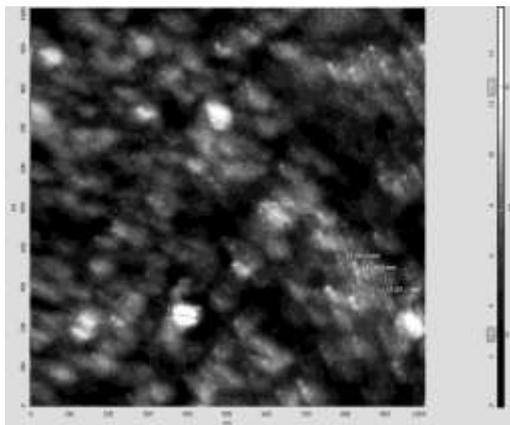


Рис. 1. Результат сканирования тонкой пленки МЖ

В серии проведенных исследований тонких пленок, приготовленных по описанной технологии, наблюдалось наличие ансамблей частиц магнетита. Агрегаты, в основном, имели квазисферическую форму с диаметром 50-90 нм; цепочечные агрегаты наблюдались реже и состояли из 3-5 молекул магнетита.

### **Программная обработка**

Получаемые в результате АСМ сканирования данные не дают точной картины распределения молекул на сканируемой поверхности. Зонд имеет конечный размер, одним из основных параметров иглы зонда является радиус закругления, варьирующийся в пределах от 1 нм до 90 нм. При исследовании частиц, размеры которых меньше или соизмеримы с радиусом зонда, возможны серьезные искажения при их отображении.

В результате чего разрешающая способность сканирования ограничена параметрами зонда. Недостаточная разрешающая способность сказывается на том, что близко расположенные объекты распознаются как единое целое

Для получения картины распределения молекул на поверхности подложки требуется дополнительная программная обработка, так как определение положения наночастиц с помощью сечения изображения

АСМ-топографии на фиксированной высоте может привести к потере значительного количества исследуемых частиц [5]

С этой целью нами разработан программный комплекс для интерпретации результатов сканирования. Обработка производится в приближении сферических молекул, что хорошо согласуется с теоретическими и экспериментальными исследованиями.

Целью обработки является получение графического представления о распределении сферических частиц магнетита на поверхности образца. Для решения задачи использован математический пакет «MatLab».

Алгоритм программной обработки включает следующие этапы:

1. Открытие файла с исходными данными и их масштабирование;
2. Предварительная калибровка по минимальному у максимальному уровням высоты;
3. Нормирование матрицы по минимальному уровню высоты в матрице исходных значений;
4. Определение координат центров и радиусов молекул;
5. Отображение результатов обработки;
6. Реализация гранулометрического анализа.

Результат работы программы для образца с размером 250 нм на 250 нм изображен на рис. 2.

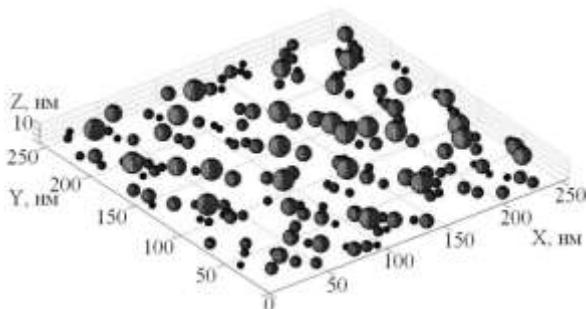


Рис. 2. Результат обработки отсканированного образца в трехмерном пространстве (размер подложки 250\*250 нм)

На рис. 3. представлено сопоставление исходных данных, полученных при сканировании образца размером 50 нм на 50 нм (рис. 3а.), и результатов работы разработанной программы (рис. 3б.).

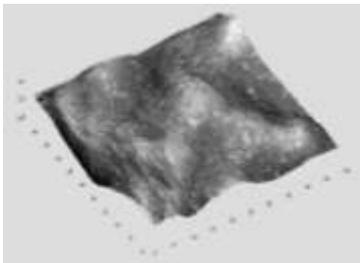


Рис. 3а. Результат АСМ  
санирования образца 50\*50 нм

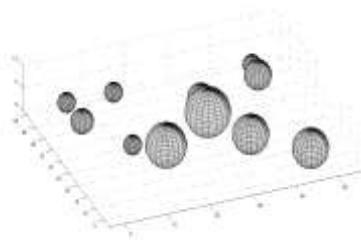


Рис. 3б. Результат программной  
обработки образца

Также получаемые с помощью программы данные позволяют произвести гранулометрический анализ молекул магнетита. Графическое представление гранулометрического анализа реализовано с помощью гистограммы (рис. 4).

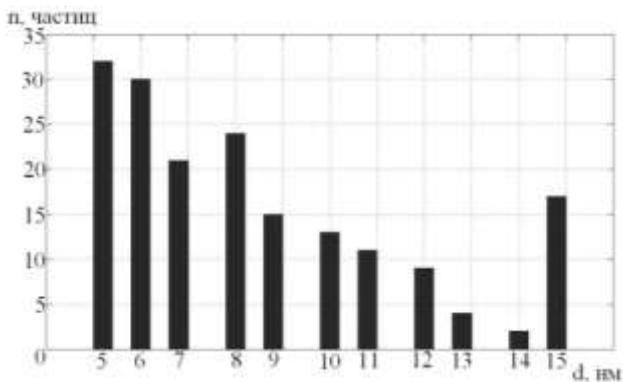


Рис. 4. Результат гранулометрического анализа,  
диаметр молекул 5-15 нм..

### Заключение

Использование методов атомно-силовой микроскопии позволяет получить наглядное представление о структуре ферроколлоидов, согласующееся с выводами существующих теоретических и экспериментальных исследований.

Наблюдающиеся ансамбли молекул магнетита, их форма и размеры также согласуются с выводами проведенных ранее исследований.

Разработанный программный комплекс может использоваться для интерпретации результатов АСМ сканирования других веществ, содержащих квазисферические молекулы.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. De Gennes P., Pincus P. A. Pair correlation in a ferromagnetic colloid. // *Phys. Kondens. Materie*, 1970. Bd. 11, N 3. S. 189-198.
2. Tavares J.M., Telo da Gama M.M., Osipov M.A. // *Phys. Rev. E*. 1997. Vol 56, P. 6252.
3. Зубарев А.Ю. // *ЖЭТФ* 2001. Т.120, вып.1. С. 94.
4. Кантарович С.С. // В кн. 10-я международная Плесская конференция по магнитным жидкостям. Сборник научных трудов. Плесс 2002. С. 51.
5. В.А. Севрюк, П.Н. Брунков, И.В. Шальнев, А.А. Гуткин, Г.В. Климко, С.В. Гронин, С.В. Сорокин, С.Г. Конников // *Статистический анализ топографических АСМ-изображений самоорганизованных квантовых точек Физика и техника полупроводников*, 2013, том 47, вып. 7

## ВЛИЯНИЕ НАКЛОННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА КОНВЕКТИВНУЮ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ФЕРРОКОЛЛОИДЕ

<sup>1</sup>Сидоров А.С., <sup>1</sup>Божко А.А., <sup>1</sup>Завалин В.К., <sup>1</sup>Зиятдинов Р.Р.,  
<sup>1</sup>Путин Г.Ф., <sup>2</sup>Суслов С.А.

<sup>1</sup>Пермский государственный национальный исследовательский  
университет

614990, г. Пермь, ул. Букирева, 15. Факс: 237-16-11;

Е-mail: [info@psu.ru](mailto:info@psu.ru)

<sup>2</sup>Swinburne University of Technology, Hawthorn, Australia



Сидоров А. С. – аспирант; имеет 25 научных публикаций, в том числе, 5 статей; научно-исследовательская работа была поддержана грантом РФФИ выполняемых молодыми учеными «Экспериментальное исследование термомагнитной конвекции и теплообмена в магнитных жидкостях».



Божко А. А. – д.ф.-м.н.; принимала участие в многочисленных конференциях и съездах по механике жидкостей, тепло- и массообмену, физике магнитных жидкостей.



Завалин В. К. – студент 5 курса физического факультета, имеет 4 научных публикации о конвекции и теплопереносе в магнитных жидкостях.



Зиятдинов Р. Р. – студент 3 курса физического факультета.



Путин Г. Ф. – заведующий кафедрой общей физики, д.ф.-м.н., профессор; член Совета по космосу; руководитель проводимых и планируемых исследований по механике жидкостей в условиях микрогравитации на борту управляемых и автономных технологических модулей.



Сулос С. А. – профессор кафедры математики Технического университета им. Свинбурга, Австралия; член Австралийского математического общества.

Термомангнитный механизм конвекции является одним из негравитационных механизмов конвекции, поэтому он наиболее востребован в условиях микрогравитации. Экспериментальное и теоретическое исследование устойчивости основного подъемно-опускного термогравитационного течения в вертикальном подогреваемом сбоку слое, помещенном во внешнее однородное поперечное магнитное поле, показало при превышении критических параметров напряженности магнитного поля и поперечного перепада температур возникает вторичное термомангнитное течение в виде вертикальных валов [1-3]. В данной работе рассматривается более универсальная ситуация – вектор магнитной напряженности прикладывается под произвольным углом по отношению к широкой боковой границе слоя.

Эксперименты проводились с конвективной камерой в форме прямоугольного параллелепипеда размерами  $255 \times 70 \times 6$  мм<sup>3</sup> (рис. 1 а). Торцевые стенки рабочей полости изготовлены из органического стекла. Одной из широких стенок рабочей полости является латунная пластина, в которой имеются каналы для прокачки термостатирующей жидкости. Противоположная стенка, со стороны которой ведется наблюдение с помощью инфракрасной камеры за распределением температуры, изготовлена из текстолитовой пластины толщиной 0.5 мм. В силу малой толщины и высокой теплопроводности текстолитовой пластины поле температуры на ее поверхности близко к полю температуры на поверхности магнитной жидкости. Выводы о структуре течений, возникающих в магнитной жидкости, делались на основе наблюдений поля температуры на текстолитовой пластине.

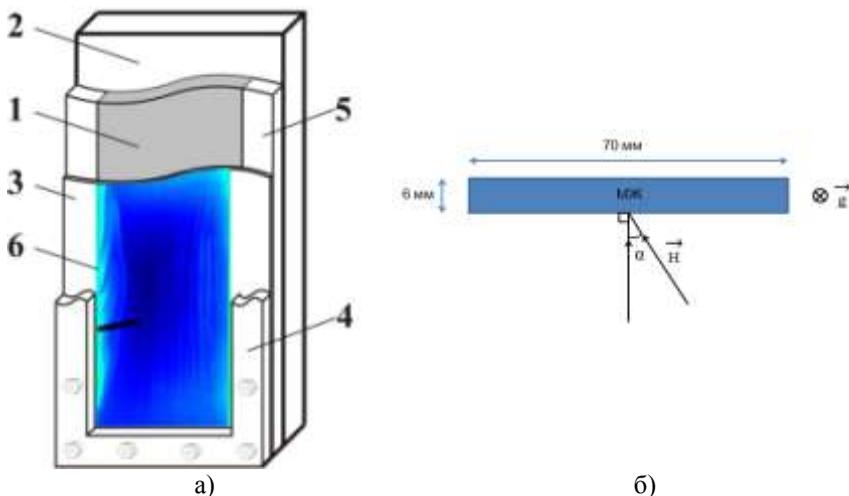


Рис. 1. Постановка эксперимента: а) устройство конвективной камеры: 1 – рабочая полость, 2 – латунный теплообменник, 3 – текстолитовая пластина, 4, 5 – рамки из органического стекла, 6 – поле температуры, фиксируемое на поверхности текстолита; б) определение угла наклона вектора магнитной напряженности  $\alpha$  (вид сверху).

Перепад температуры  $\Delta T$  между широкими стенками рабочей полости соответствовал разности температур между металлическим теплообменником и текстолитовой пластиной, на которой поддерживалась комнатная температура путём обдува воздухом. Опыты выполнялись с магнитной жидкостью на основе керосина с плотностью  $1.44 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ , динамической вязкостью  $7.66 \cdot 10^{-3} \text{ кг/(м}\cdot\text{с)}$ , начальной магнитной восприимчивостью 2.88, намагниченностью насыщения 43 кА/м и средним размером частиц 10 нм. Внешнее однородное магнитное поле (магнитной напряженностью  $H$  до 34 кА/м) создавалось с помощью катушек Гельмгольца. Угол наклона вектора магнитной напряженности  $\alpha$  отсчитывался от нормали, проведенной к широкой боковой стенке (рис. 1 б).

Как показали эксперименты и теоретические расчеты, при увеличении угла наклона магнитной напряженности  $\alpha$  термомагнитное течение в виде коротковолновых конвективных валов стабилизируется, то есть устойчивость базового термогравитационного течения возрастает.

На рис. 2 представлены изображения полей температуры при фиксированном перепаде температур для различных углов наклона вектора магнитной напряженности. Цветовая градуировка, задаваемая теп-

ловизором, представлена справа. В случае поперечного магнитного поля ( $\alpha = 0^0$ , левый кадр) термомагнитное течение представляет собой систему вертикальных и наклонных валов. Это течение имеет волновую природу: вертикальные валы, расположенные в центральной области слоя, движутся в горизонтальном направлении, а наклонные валы, примыкающие к границам полости, поднимаются вверх. Скорость движения конвективных валов  $\sim 0.1$  мм/с. В наклонном магнитном поле ( $\alpha = 20^0$ , правый кадр) конвекция в виде коротковолновых валов угасает, но возникает длинноволновое термомагнитное движение, связанное с неоднородностями магнитного поля вблизи границ.

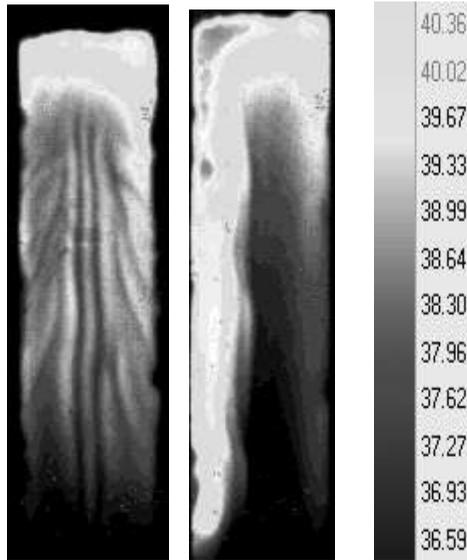


Рис. 2. Термомагнитная конвекция при  $\Delta T = 18.9$  К,  $H = 34$  кА/м и  $\alpha = 0^0$  (слева) и  $20^0$  (справа)

На рис. 3 представлены границы устойчивости первичного термогравитационного течения в наклонном магнитном поле для различных фиксированных углов  $\alpha$  в зависимости от приложенного перепада температур и напряженности магнитного поля. В областях, находящихся ниже границ устойчивости, наблюдалось основное подъемно-опускное течение. Над сплошными линиями устойчивости были зарегистрированы термомагнитные течения в виде вертикальных и наклонных валов. Из графика видно, что в наклонном магнитном поле

терромагнитная неустойчивость наступает при больших перепадах температур. Например, в поперечном магнитном поле ( $\alpha = 0^0$ ) при  $H = 26$  кА/м терромагнитная конвекция возникает при  $\Delta T \approx 9$  К, а в случае наклона вектора напряженности магнитного поля на  $\alpha = 15^0$  – при  $\Delta T \approx 18$  К. Выше штриховой линии, отвечающей  $\alpha = 20^0$ , возникает терромагнитное движение, показанное на рис. 2.

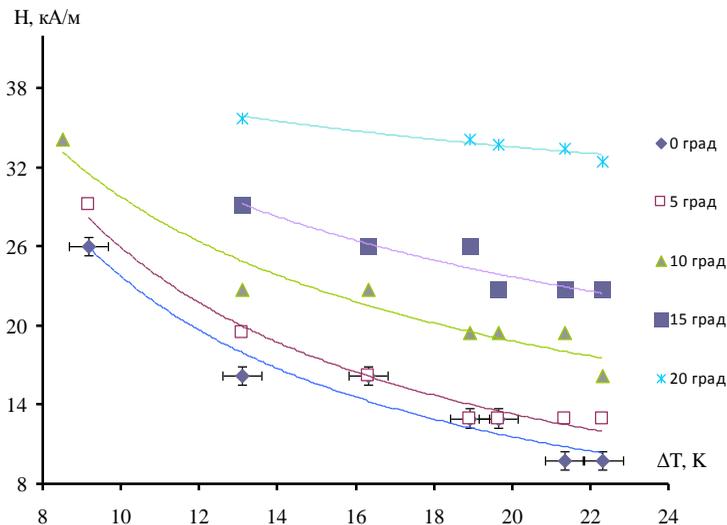


Рис. 3. Карта устойчивости конвективных течений в вертикальном слое магнитной жидкости во внешнем однородном наклонном магнитном поле.

Теоретические расчеты, проведенные для наклонного магнитного поля, качественно согласуются с результатами, представленными на рис. 3. Кроме того, обнаружено, что в наклонном магнитном поле терромагнитная неустойчивость базового течения всегда наступает вблизи горячей стенки в отличие от случая поперечного магнитного поля, где развитие вторичного течения происходит в центральной части слоя. Согласно расчетам, терромагнитная конвекция в плоском слое магнитной жидкости, помещенном в наклонное магнитное поле, всегда имеет волновой характер в отличие от подобной ситуации, рассмотренной для случая парамагнитных жидкостей [4].

Полученные результаты согласуются с тем фактом, что действие наклонного магнитного поля приводит к двойному эффекту – раз-

витию термомагнитной конвекции и ее последующему подавлению при увеличении угла наклона вектора магнитной напряженности по отношению к нормали. Перпендикулярная составляющая направленного под углом вектора магнитной напряженности будет возбуждать термомагнитную конвекцию в виде вертикальных валов, ориентированных преимущественно по направлению основного базового течения. В то время как составляющая вектора магнитной напряженности, параллельная широкой боковой поверхности слоя и перпендикулярная осям индуцированных термомагнитных валов, будет стабилизировать эти конвективные валы, то есть гасить возмущения температуры вдоль силовых линий магнитного поля.

### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Божко А. А., Путин Г. Ф. Экспериментальное исследование термомагнитной конвекции в однородном внешнем поле. Изв. АН СССР. Сер. физ. 1991. Т. 55, № 6. С. 1149–1155.
2. Suslov S. A. Thermo-magnetic convection in a vertical layer of ferromagnetic fluid. *Phys. Fluids*. 2008. V. 20 (8). 084101.
3. Suslov S. A., Bozhko A. A., Putin G. F., Sidorov A. S. Thermomagnetic convective flows in a vertical layer of ferrocolloid: perturbation energy analysis and experimental study. *Phys. Rev. E*. 2012. V. 86. 016301.
4. Huang J., Edwards B. F., Gray D. D. Thermoconvective instability of paramagnetic fluids in a uniform magnetic field. *Phys. Fluids*. 1997. V. 9 (6). P. 1819–1825.

## О ВЛИЯНИИ СЛОЖНОГО СОСТАВА МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ НА ХАРАКТЕР КОНВЕКТИВНЫХ ТЕЧЕНИЙ

**Краузина М.Т., Божко А.А., Путин Г.Ф**

Пермский государственный национальный исследовательский университет

614990, г. Пермь, ул. Букирева, 15; E-mail: info@psu.ru



Краузина М.Т. – аспирантка; имеет 11 научных публикаций; участвовала в 6 всероссийских и международных конференциях по механике жидкостей и магнитной гидродинамике.



Божко А.А. – д.ф.-м.н.; принимала участие в многочисленных конференциях и съездах по механике жидкостей, тепло- и массообмену, в том числе, в условиях микрогравитации, физике магнитных жидкостей.



Путин Г.Ф. – заведующий кафедрой общей физики, д.ф.-м.н., профессор; член Совета по космосу; руководитель проводимых и планируемых исследований по механике жидкостей в условиях микрогравитации на борту управляемых и автономных технологических модулей.

В работе экспериментально исследуется конвекция магнитной в шаровой подогреваемой снизу полости. В отличие от теоретических расчетов [1, 2], в которых хаотические режимы конвекции возникают при высоких значениях управляющих параметров (теплового и магнитного чисел Рэлея), в реальной жидкости нерегулярные течения зарегистрированы вблизи порога механического равновесия. Такое противоречие связано с тем, что авторы [1, 2] считают магнитную жидкость гипотетической монокомпонентной средой [3, 4]. Сложное поведение МЖ связано с многообразием действующих в ней механизмов тепло- и массопереноса, обусловленных ее многокомпонентным составом. Во-первых, в реальности магнитный коллоид является полидисперсной средой, и размеры частиц и агрегатов существенно влияют на значения коэффициентов переноса. Во-вторых, органические жидкости-носители содержат разные по массе и размеру молекулы. В

третьих, свободные молекулы поверхностно-активного вещества могут занимать достаточно большую, до 10 % объемной концентрации, долю в составе МЖ. В этом случае неоднородности плотности в МЖ могут возникать вследствие термодиффузии и гравитационной седиментации частиц и их агрегатов, а также термодиффузии молекул в органического носителя и смеси носитель - олеиновая кислота. Коэффициенты термодиффузии для наночастиц и органических смесей положительные и имеют порядок  $10^{-1} \text{ K}^{-1}$  [5-7] и  $10^{-2} \text{ K}^{-1}$  [8], соответственно. Следовательно, при подогреве полости с МЖ снизу наряду с дестабилизирующим механическое равновесие температурным градиентом плотности возникают сонаправленные градиенты плотности термодиффузионной природы, а также противоборствующий им градиент плотности, индуцируемый гравитационной седиментацией частиц и агрегатов. В такой ситуации конвективная неустойчивость в магнитных наножидкостях аналогична системам с двойной диффузией [8-10].

В экспериментах использовалась шаровая полость  $A$  диаметром  $16.0 \pm 0.1$  мм, которая была вырезана внутри блока из плексигласа  $B$ , состоящего из двух одинаковых пластин. Размер блока  $53 \times 53 \times 18$  мм<sup>3</sup> (рис. 1). Для получения равновесного градиента температуры блок ограничивался двумя алюминиевыми теплообменниками  $C$ , по которым прокачивалась вода постоянной (с точностью 0.02 К) температуры при помощи струйных ультратермостатов марки KRIO-VT-01.

Для наблюдения за структурой конвективных течений использовалась система четырех медь-константановых термопар, расположенных в экваториальной плоскости сферы. Показания термопар в случае конвекции соответствуют вихрю или роллу с осью, расположенной в экваториальной плоскости. Следует отметить, что вихрь с произвольно расположенной горизонтальной осью и вектором угловой скорости  $\omega$  может быть представлен как суперпозиция двух ортогональных базисных вихрей  $\omega_I$  и  $\omega_{II}$  с осями, расположенными вдоль термопар 1–3 и 2–4. Тогда конвективные возмущения  $\theta_I$  и  $\theta_{II}$ , индуцируемые ортогональными вихрями, равны  $\theta_I = \theta_1 - \theta_3$  и  $\theta_{II} = \theta_2 - \theta_4$ , где  $\theta_1 \div \theta_4$  – показания четырех экваториальных термопар. При линейном профиле температуры, который реализуется в центральной области шара, модуль вектора угловой скорости пропорционален конвективному возмущению  $\theta = \sqrt{\theta_I^2 + \theta_{II}^2}$ .

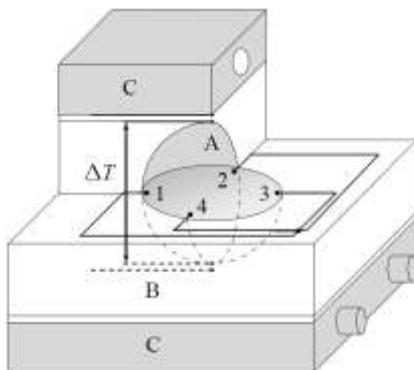


Рис. 1. Схема экспериментальной кюветы:

А - шаровая полость, заполненная магнитной жидкостью;  
 В – пластины из органического стекла; С - алюминиевые теплообменники; 1,  
 2, 3, 4 – термопары,  $\Delta T$  – разница температур между полюсами шара

Показания термопар фиксировались прибором «Термодат» (29БМ1), с разрешением 0.01 К и считывались компьютером. Приборы «Термодат» опрашивались при помощи программы TermoNet 3.27, которая может накапливать измерения в тестовых файлах и базе данных, а также осуществляет графическое представление измерений.

В опытах использовалась магнитная жидкость на основе трансформаторного масла с плотностью  $1.37 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ , динамической вязкостью 0.069 Па·с и средним размером частиц магнетита 10 нм.

На рис. 2 приведена зависимость безразмерной амплитуды, определяемой из выражения  $A = \sqrt{\theta_1^2 + \theta_{II}^2} / \Delta T$ , от относительного перепада температур  $\Delta T / \Delta T_C$ . Здесь  $\Delta T_C = 1.8 \pm 0.1 \text{ К}$  – пороговый перепад температур, который определялся при переходе от развитой конвекции к неподвижному состоянию и воспроизводился от опыта к опыту.

На графике первые две точки, соединенные двухсторонней вертикальной стрелкой, соответствуют изменениям амплитуды температурных колебаний в пороге конвекции. В этом случае  $A$  принимает значения от нуля, отвечающего теплопроводному состоянию, до  $A = 0.11$ , соответствующего конвекции. Выше порога конвекции амплитуда колебаний отвечает величине вертикальных отрезков, ограничивающих пустые круги, соответствующие средним значениям температуры. Колебания в шаровой полости связаны с прецессией оси

конвективного вала, отвечающего первой моде конвективной неустойчивости, в плоскости экватора. Черными кругами обозначены стационарные конвективные движения. При таком течении положение оси вала не меняется со временем.

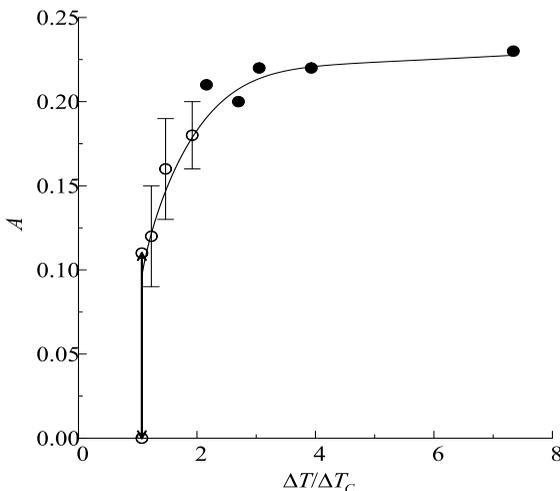


Рис. 2. Зависимость амплитуды колебаний от приложенной разницы температур

Как показали продолжительные эксперименты (длительностью до двух месяцев), в шаровой подогреваемой снизу полости, заполненной магнитной наножидкостью, вблизи порога конвекции возникают перемежающиеся колебательные режимы. Запись температуры  $\theta_1$  при  $\Delta T = 1.8\Delta T_C$  для типичного перемежающегося течения показана на рис. 3: участки со слабым изменением сигнала чередуются с цугами, в которых происходят колебания с периодами от десятков минут до нескольких часов. Положительные и отрицательные значения температуры на термограмме соответствуют подъемному и опускному течениям. В случае слабо меняющегося сигнала происходят повороты оси конвективного вала на малые углы относительно временно устойчивого квазиравновесного положения. В случае резкого изменения знака  $\theta_1$  происходит поворот вектора угловой скорости вала на  $180^\circ$  и изменение направления циркуляции.

Вейвлет-преобразование сигнала, полученное с помощью базисного вейвлета Морле, представлено на рис. 4. По горизонтальной

оси отложено время опыта, по вертикальной оси – период колебаний. Большим значениям вейвлет-коэффициентов соответствуют более темные участки. На протяжении всего опыта наблюдается период, равный примерно 13 суткам. Кроме того, в начале и в конце опыта обнаружен период 5 суток. Для определения характерных периодов автоколебаний для каждого цуга колебаний выполнялись самостоятельные вейвлет- и Фурье-преобразования, в которых были выявлены периоды от 40 минут до нескольких часов.

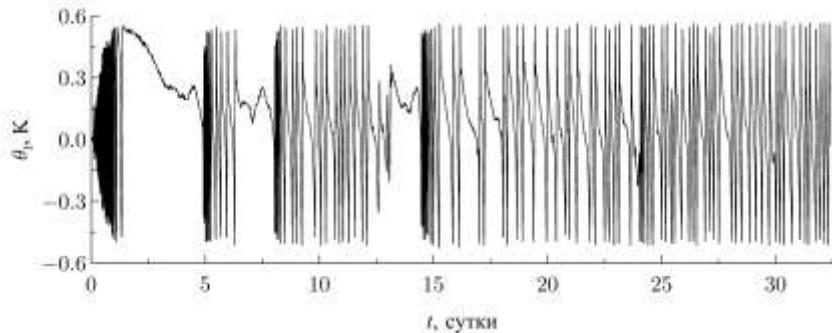


Рис. 3. Временная реализация сигнала при  $\Delta T = 1.8\Delta T_C$  после центрирования и исключения линейного тренда

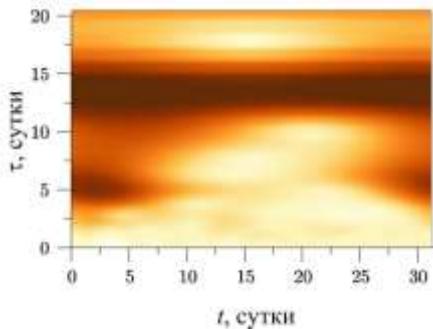


Рис. 4. Вейвлет-преобразование сигнала с использованием базисного вейвлета Морле

Таким образом, в шаровой подогреваемой снизу полости, заполненной магнитной наножидкостью, вблизи порога конвекции возникают перемежающиеся режимы течений: колебательные движения в

виде цугов, содержащих колебания высоких и низких частот, чередуются с интервалами, в которых происходит слабое изменение сигнала. При относительном перепаде температуры  $\Delta T/\Delta T_C > 2$  течение магнитной наножидкости становится стационарным. Автоколебания в МЖ обусловлены наличием конкурирующих градиентов плотности тепловой и концентрационной природы.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Kobori I., Yamaguchi H. Thermomechanical instability and chaotic state // *J. Magn. Magn. Mater.* 1993. Vol. 122. P. 290–293.
2. Laroze D., Siddheshwar P. G., Pleiner H. Chaotic convection in a ferrofluid // *Commun. Nonlinear Sci. Numer. Simul.* 2013. Vol. 18. P. 2436–2447.
3. Баштовой В. Г., Берковский Б. М., Вислович А. Н. Введение в термомеханику магнитных жидкостей. М.: ИВТАН, 1985. 188 с.
4. Rosensweig R. E. *Ferrohydrodynamics*. Cambridge Univ. Press, 1985. 344 p.
5. Блум Э. Я., Майоров М. М., Цеберс А. О. Магнитные жидкости. Рига: Зинатне, 1989. 386 с.
6. Demouchy G., Mezulis A., Bee A., Talbot D., Bacri J.C., Bourdon A. Diffusion and thermodiffusion studies in ferrofluids with a new two-dimensional forced Rayleigh-scattering technique // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2004. V. 37. P. 1417–1428.
7. Völker Th., Blums E., Odenbach S. Determination of the Soret coefficient of magnetic particles in a ferrofluid from the steady and unsteady part of the separation curve. *Int. J. Heat Mass Trans.* 2004. V. 47. P. 4315–4325.
8. Platten J. K. The Soret Effect: A Review of Recent Experimental Results. *Journal of Applied Mechanics*. 2006. V. 73. P. 5–15.
9. Ahlers G., Lerman K., Cannell D.S. Different convection dynamics in mixtures with the same separation ratio // *Phys. Rev. E*. 1996. V. 53. № 3. P. 2041–2044.
10. Donzelli G., Cerbino R., Vailati A. Bistable heat transfer in a nanofluid // *Phys. Rev. Lett.* 2009. V. 102. P. 104503 (4).

## СИСТЕМНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И АНАЛИЗ МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ УСТРОЙСТВ

**Казakov Ю.Б., Тихонов А.И., Арефьев И.М.**

Ивановский государственный энергетический университет им. В.И. Ленина  
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34.

Тел: (4932)269706; E-mail: [elmash@em.ispu.ru](mailto:elmash@em.ispu.ru)



Казakov Юрий Борисович в 1976 году окончил Ивановский энергетический институт. В 2000 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора технических наук по теме "Численное моделирование и разработка конструкций электрических машин с учетом взаимного влияния физических полей". Имеет более 300 научных публикаций, из них 75 статей, 6 монографий, 19 зарегистрированных РИД. Научный руководитель проблемной научно-исследовательской лаборатории прикладной феррогидродинамики (ПНИЛ ПФГД) профессор, заведующий кафедрой электромеханики ИГЭУ, действительный член АЭН РФ.



Тихонов Андрей Ильич в 1986 году окончил Ивановский энергетический институт. В 2007 году защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора технических наук по теме "Разработка моделей и методов анализа и синтеза решений в автоматизированном проектировании электромеханических устройств". Имеет 287 научных публикации, в том числе 122 статьи, 9 учебных пособий, 10 монографий, авторское свидетельство, 2 патента РФ на полезные модели, 18 свидетельств на программные продукты. В настоящее время работает в должности заведующего кафедрой физики ИГЭУ.



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 84 научные публикации, в том числе 18 статей. В настоящее время является заведующим проблемной научно-исследовательской лаборатории прикладной феррогидродинамики ПНИЛ ПФГД ИГЭУ.

Магнитная жидкость (МЖ) как коллоидная система, состоящая из наноразмерных однодоменных магнитных частиц, покрытых защитным молекулярным слоем поверхностно-активного вещества (ПАВ) и взвешенных в жидкости-носителе, обладает одновременно текучестью и магнитными свойствами. Сочетание в МЖ таких свойств позволило создать магнитожидкостные устройства и технологии с уникальными характеристиками [1]: магнитожидкостные герметизаторы, магнитожидкостные сепараторы немагнитных материалов, маг-

нитожидкостные демпфирующие устройства и амортизаторы, магнитожидкостные муфты, магнитожидкостные опоры, магнитожидкостные датчики, заполненные МЖ электродинамики, устройства с использованием МЖ для ультразвуковой дефектоскопии, устройства с магнитожидкостной смазкой и др. МЖ применяются в различных технологических процессах: закалка металлов, снижение гидравлического сопротивления трубопроводов, очистка воды от нефтепродуктов, фиксация немагнитных деталей при обработке и т.п.

При разработке магнитожидкостных устройств необходимо обеспечивать такие условия работы МЖ, при которых она могла бы сохранять свою работоспособность и устойчивость, обладать коллоидальной стабильностью. Для этого:

- воздействующее на МЖ магнитное поле в любых ее зонах не должно превышать максимально допустимые значения, в противном случае из-за чрезмерных магнитных сил возможно разрушение защитной оболочки ПАВ, коагуляция магнитных частиц с образованием крупных агрегатов и выпадение их в осадок;

- температура во всех зонах МЖ не должна превышать максимально допустимых значений, в противном случае возможно вскипание МЖ и потеря свойств. Одновременно, при предельно низких температурах возможно замерзание МЖ и потеря ею текучести;

- перераспределение концентрации магнитных частиц по объему МЖ, в пределе приводящее к расслоению МЖ, ослаблению магнитных свойств МЖ в зонах с низкой концентрацией магнитных частиц, и предельная концентрация магнитных частиц в других зонах, приводящая к потере текучести и существенному возрастанию собственного момента трения, не должно быть чрезмерным, чтобы не возникла потеря работоспособности устройства.

Критерии работоспособности магнитожидкостных устройств часто заключаются в возможности работы в заданных температурных режимах (контроль выделяемых потерь в МЖ, ее теплопроводности и теплоотдачи), удержании заданных перепадов давления (например, для герметизаторов), требованиях по вязкости МЖ (например, для муфт, демпферов), обеспечении требуемых изменений формы поверхности МЖ (например, для датчиков, герметизаторов), заданных градиентов магнитного поля (например, для сепараторов), заданной упругости, электродинамических свойств и амплитудно-частотной характеристике поглощения звуковых колебаний МЖ (например, для электродинамиков), заданной смачиваемости (например, для устройств с магнитожидкостной смазкой). Следовательно, для обеспечения работоспособности магнитожидкостных устройств необходимо знать па-

параметры магнитного состояния, температурный режим, концентрацию магнитных частиц, скорость течения  $V$  и форму положения  $\Phi$  МЖ.

При проведении анализов перечисленных состояний МЖ необходимо учитывать различные физико-химические аспекты свойств и поведения МЖ в разных условиях:

- помнить, что МЖ - коллоидный раствор покрытых ПАВ наноразмерных магнитных однодоменных частиц в жидкости-носителе;
- магнитные, вязкостные, теплофизические, электрические, акустические, оптические и другие физические свойства МЖ зависят от концентрации магнитных частиц  $K$  в МЖ;
- намагниченность, вязкость и теплопроводность МЖ являются, в общем случае, нелинейными функциями напряженности магнитного поля  $H$  и температуры  $T$ ;
- изменение параметров приложенных магнитного и электрического полей, температуры влияет на структурирование магнитных частиц в МЖ, возможно образование агрегатов и цепочек, что изменяет магнитные, вязкостные, теплофизические, оптические и акустические свойства МЖ;
- МЖ стремится перетечь в область с большей магнитной напряженностью магнитного поля;
- МЖ, в общем случае, обладают нелинейными реологическими характеристиками – зависимостью вязкости от скорости сдвига;
- изменение вязкости  $\eta$  МЖ приводит к изменению потерь на вязкое трение и ее разогреву;
- в МЖ, движущейся в магнитном поле, могут возникать наводимые ЭДС и электрические токи, изменяющие условия работы. Переменное электромагнитное поле вызывает потери энергии в магнитных частицах и их разогрев;
- в неоднородных магнитном и/или гравитационном полях вследствие действия на магнитные частицы магнитных и/или массовых сил возможно магнитное перераспределение, оседание и центрофугирование магнитных частиц по объему МЖ, их концентрация возрастает в областях с большей магнитной напряженностью и на границах МЖ. Это перераспределяет магнитные, вязкостные и теплофизические свойства зон объема МЖ;
- в неоднородном магнитном поле на немагнитные тела, погруженные в МЖ, действует дополнительная архимедова сила;
- форма поверхности, которую принимает МЖ, определяется распределением магнитного поля, температуры и приложенным давлением. В герметизаторах при максимально допустимом перепаде давления МЖ занимает критическую форму, при дальнейшем увели-

чении давления МЖ пробка теряет свою герметичность; в датчике форма, занимаемая МЖ, определяет его выходной сигнал;

- изменение формы и положения МЖ перераспределяет магнитное и тепловое поля, поле скоростей течения в ней;

- звуковые колебания, воздействующие на МЖ, вызывают в ней электромагнитный отклик – так называемый акустомагнитный эффект;

- изменение параметров магнитного поля вызывает изменение теплоемкости МЖ – так называемый магнитокалорический эффект.

Такие изменения характеристик и формы МЖ при регулировании температуры, параметров электрического и магнитного полей, концентрации магнитных частиц позволяют создавать системы регулирования и управления удерживаемым перепадом давления в герметизаторах, скоростью течения МЖ, силой вязкого трения течения МЖ в демпферах, чувствительностью датчиков, плотностью разделяемых материалов в сепараторах, изменением электрических, акустических и оптических свойств МЖ.

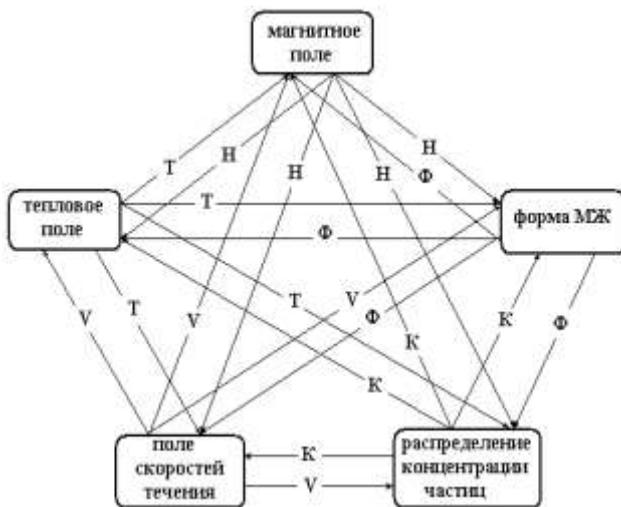


Рис. 1. Взаимовлияние физических полей в магнитожидком устройстве

Из анализа свойств МЖ и требований к условиям ее работы следует, что для корректного прогнозирования характеристик магнитожидкостных устройств необходимо определять распределения разных физических полей (магнитных, тепловых, концентрационных, по-

лей распределения скоростей течения, деформаций положения и поверхности МЖ) с учетом того, что многие физические свойства МЖ могут меняться по зонам объема МЖ, взаимозависимы и влияют друг на друга сильнее, чем во многих других устройствах. Взаимные зависимости могут быть учтены посредством представления их в виде обратных связей, определяемых по результатам расчета взаимовлияющих полей. Взаимозависимость физических явлений и влияний друг на друга в МЖ иллюстрируется рис. 1. Безусловно, некоторые из этих зависимостей могут отсутствовать, быть несущественными или иметь весьма ограниченный характер использования в устройствах. Однако при совместном проявлении они могут приводить к значительным эффектам и должны учитываться при анализе процессов.

Такая сложная структура нелинейных многопараметрических характеристик и взаимного влияния физических свойств МЖ затрудняет корректное моделирование магнитожидкостных устройств, их анализ и выдвигает определенные требования к методам моделирования:

- так как в объеме МЖ возможно существование разных зон со своими физическими параметрами и свойствами, то метод анализа должен предусматривать разделение объема МЖ на множество зон, в пределе с размерами до размеров частиц, и проводить анализ состояний МЖ с распределенными параметрами;
- метод должен учитывать нелинейность физических характеристик МЖ;
- метод или система моделирования должна быть многоаспектной и рассматривать всю совокупность физических явлений во взаимосвязке с учетом их взаимных влияний.

Перечисленным требованиям к методам анализа магнитожидкостных устройств наиболее отвечает системный подход к численному моделированию взаимозависимых физических полей [2]. Наиболее подходящим методом численного моделирования может являться метод частиц и метод конечных элементов. В методе конечных элементов исследуемая область  $(x, y, z)$ , разбивается на конечные элементы, обычно треугольные, и содержит множество узлов (вершин элементов) для каждого из которых определяется потенциальная функция. Решение находится при минимизации по объему анализируемого объекта энергетического функционала, который определяется суммой вкладов от каждого элемента и зависит от значений потенциальных функций в узлах. Минимизация энергетического функционала сводится к решению системы из множества нелинейных алгебраических уравнений (условий минимума функционала) по количеству узлов

(может достигать сотен тысяч). Решение системы нелинейных уравнений обычно осуществляется итерационным методом Ньютона.

Взаимосвязь физических полей и явлений в магнитожидкостных устройствах обусловлена законом сохранения энергии. Каждая из составляющих в уравнении энергетического баланса может быть определена по распределению своих потенциальных функций в рассматриваемой области, в которой одновременно существуют магнитное, концентрационное и тепловое поля, поле скоростей течения, поле механических напряжений и деформаций поверхности и формы МЖ. В этом случае необходима взаимоувязанная минимизация энергетических функционалов всех полей. Задача становится многокритериальной, все функционалы должны минимизироваться системно. Системная минимизация может также осуществляться поблочно при последовательно-итерационной или параллельно-итерационной схемах расчетов на много процессорной вычислительной технике.

Некоторые примеры результатов взаимосвязанных расчетов взаимовлияющих физических полей в магнитожидкостных устройствах и значимость их проведения приведены в [3, 4]. Так при взаимосвязанном магнитотепловом конечно-элементном анализе МЖГ выявлено, что неучёт теплового состояния МЖГ приводит к снижению перепада давлений с температурным коэффициентом до 0,35 %/°С. На основе автоматически деформируемых и перестраиваемых под результаты расчетов физических полей конечноэлементных сеток возможно получение численных значений положений и формы МЖ. По найденному положению и форме МЖ возможен численный расчет поля скоростей течения МЖ с учетом нелинейностей магнитореологических характеристик с дальнейшим определением потерь на вязкое трение, моментов трения. Расчёт магнитного поля МЖГ без учёта магнитных свойств МЖ, её положения и формы в зазоре приводит к завышению расчётного перепада давлений до 10 %.

Корректное определение неоднородного магнитного поля в МЖГ с учетом эффекта перераспределения концентрации частиц может быть получено итерационным образом путем неоднократного расчета магнитного поля при изменяемом распределении концентрации частиц. Показано существенное, более чем в 3 раза, перераспределение концентрации ферромагнитных частиц МЖ.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. **Магнитные жидкости** в машиностроении / Д.В. Орлов [и др.] // Под общ. Ред. Д.В. Орлова, В.В. Подгоркова. – М.: Машиностроение, 1993. – 272 с.

2. **Казаков Ю.Б., Щелькалов Ю.Я.** Конечно-элементное моделирование физических полей в электромеханических устройствах / Иван. гос. энерг. ун-т. – Иваново, 2001. – 100 с.
3. **Казаков Ю.Б.** Герметизаторы на основе нанодispersных магнитных жидкостей и их моделирование / Ю.Б. Казаков [и др.] // Под общей ред. Ю.Б. Казакова; ГОУВПО «Ивановский государственный энергетический университет В.И. Ленина». – Иваново, 2010. – 184 с.
4. **Морозов Н.А., Казаков Ю.Б.** Нанодispersные магнитные жидкости в технике и технологии / ФГБОУВПО «Ивановский государственный энергетический университет В.И. Ленина». – Иваново, 2011. – 264 с.

## РЕОЛОГИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ НА ОСНОВЕ КЕРОСИНА

**Арефьев И.М., Арефьева Т.А.**

Ивановский государственный энергетический университет  
имени В.И. Ленина

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

E-mail: [tatyana\\_arefyeva@mail.ru](mailto:tatyana_arefyeva@mail.ru)



Арефьев Игорь Михайлович – с сентября 2013 года заведующий проблемной научно-исследовательской лабораторией прикладной феррогидродинамики (ПНИЛ ПФГД) Ивановского государственного энергетического университета, доцент кафедры химии и химических технологий в энергетике ИГЭУ. Окончил Ивановский государственный химико-технологический университет в 2006 году. В 2009 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата химических наук. Имеет 84 научные публикации.



Арефьева Татьяна Альбертовна окончила Ивановский химико-технологический институт в 1979 году. С 1987 по 2007 гг. – сотрудник СКТБ «Полос». Прошла путь от инженера до ведущего химика-технолога и начальника производства магнитных жидкостей. Имеет 22 научные публикации. В настоящее время является ведущим инженером проблемной научно-исследовательской лаборатории прикладной феррогидродинамики ПНИЛ ПФГД (ИГЭУ).

Любая магнитная жидкость как гетерогенная многофазовая система представляет собой реологически сложный материал, структура и прочность которого определяются характером и силой взаимодействия между его компонентами. Как известно, магнитная жидкость состоит из трех фаз: дисперсная фаза, дисперсионная среда и стабилизатор – поверхностно-активное вещество. В «классической» магнитной жидкости дисперсная фаза представляет собой совокупность сферических частиц магнетика, чаще всего – магнетита, с диаметром порядка 10 нм, диспергированных в жидкости-носителе. Однако ключевым компонентом МЖ является стабилизатор, предотвращающий процесс агрегации частиц дисперсной фазы и расслоение магнитной жидкости, обеспечивая агрегативную и седиментационную устойчивость МЖ. Именно стабилизатор, связывающий твердые частицы магнетика с молекулами дисперсионной среды, способствует формированию структуры, характер которой и определяет коллоидальную стабиль-

ность магнитной жидкости в статическом режиме и при внешних воздействиях.

В магнитных жидкостях среди всего многообразия взаимодействий необходимо выделить адсорбционные взаимодействия между функциональными группами молекул ПАВ и активными центрами на поверхности частиц дисперсной фазы, взаимодействия между углеводородными радикалами молекул ПАВ и молекулами жидкости-носителя и взаимодействия между молекулами ПАВ в адсорбционных слоях контактирующих частиц дисперсной фазы. Энергия адсорбционных взаимодействий при хемосорбции, как правило, превышает 120 кДж/моль, что обеспечивает формирование защитного слоя ПАВ на поверхности частиц. Подобная оболочка, обеспечивающая уменьшение поверхностной и, как следствие, полной энергии частиц, предотвращает взаимодействия между частицами и их последующую агрегацию. Однако адсорбционные взаимодействия – необходимое, но недостаточное условие для стабилизации коллоидной системы, особенно, при существенной разнице между плотностями дисперсной фазы и дисперсионной среды. Поэтому большую роль при формировании пространственной структуры в магнитных жидкостях играют взаимодействия между молекулами ПАВ и жидкости-носителя – сольватационные взаимодействия. Энергия таких межмолекулярных взаимодействий определяется, прежде всего, природой (средством) взаимодействующих молекул стабилизатора и дисперсионной среды. Очевидно, что подобная энергия, представляющая собой сумму энергий взаимодействия всех молекул ПАВ в поверхностном слое с молекулами жидкости-носителя, должна превышать суммарную энергию всех дестабилизирующих коллоидную систему воздействий (например, влияние гравитационных и магнитных полей). Третий вид взаимодействий, определяющий, на наш взгляд, характер и прочность структуры магнитных жидкостей – взаимодействия между молекулами ПАВ в адсорбционных слоях контактирующих частиц. Данные межмолекулярные взаимодействия приводят к образованию ассоциатов из частиц дисперсной фазы, разрушение и образование которых при динамическом равновесии оказывают существенное влияние на реологическое поведение всей системы. Наконец, помимо рассмотренных выше взаимодействий на структуру и, как следствие, реологические свойства магнитных жидкостей оказывает влияние концентрация (объемная доля) частиц дисперсной фазы. Итак, состав магнитных жидкостей определяет величину сил, действующих между частицами. Все многообразие межчастичных взаимодействий и концентрация частиц дисперсной фазы определяют, в свою очередь, структуру и реологические свойства

МЖ. Следовательно, реологическое исследование – ключ к пониманию особенностей структурообразования в магнитных жидкостях и факторов, на него влияющих.

В качестве образца исследования в работе использовалась синтезированная нами магнитная жидкость на основе керосина. Дисперсная фаза – магнетит со средним диаметром частиц 9 нм [1]; дисперсионная среда – керосин (ТС-1); стабилизатор – олеиновая кислота. Эксперимент также проводился с магнитными жидкостями, полученными путем разбавления исходной МЖ. Характеристики МЖ МКК 001-60 приведены в таблице 1. Плотность измерялась по ГОСТ 18995.1-73 при 20 °С. Намагниченность насыщения МЖ измерялась баллистическим методом.

Таблица 1.

Технические характеристики магнитной жидкости МКК 001-60

Марка МЖ	Объемная доля магнетита, %	$I_s$ , кА/м	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>
МКК 001-60	17,7	67,1	1,552
МКК 001-60 (1)	15,8	59,9	1,469
МКК 001-60 (2)	14,5	55,2	1,415
МКК 001-60 (3)	13,3	50,4	1,360
МКК 001-60 (4)	11,9	45,3	1,301
МКК 001-60 (5)	10,6	40,3	1,243
МКК 001-60 (6)	9,3	35,3	1,186
МКК 001-60 (7)	7,9	30,0	1,125
МКК 001-60 (8)	6,3	23,9	1,055
МКК 001-60 (9)	5,3	20,1	1,011
МКК 001-60 (10)	4,1	15,6	0,959
МКК 001-60 (11)	2,6	10,0	0,895

В ходе реологического исследования были построены реологические кривые и определена пластическая вязкость для всех образцов МЖ в диапазоне температур -50 ÷ 20 °С. Измерения проводились по ГОСТ 26581-85 на ротационном вискозиметре «RHEOTEST RN4.1» в диапазоне скоростей сдвига 0 ÷ 1200 с<sup>-1</sup>.

Рассмотрим зависимость пластической вязкости МЖ от объемной доли магнетита в диапазоне температур -50 ÷ 20 °С (рис. 1-4).

Из рис. 1 видно, что для магнитных жидкостей с объемными долями магнетита до 9 % при температуре 20 °С пластическая вязкость монотонно растет с увеличением содержания дисперсной фазы, причем зависимость  $\eta = f(C_v)$  в указанном диапазоне  $C_v$  носит линейный характер. Подобные линейные зависимости  $\eta$  от  $C_v$  справедливы для ньютоновских жидкостей. Однако при дальнейшем увеличении  $C_v$  вязкость резко возрастает. Нелинейные зависимости  $\eta$  от  $C_v$  являются одной из отличительных особенностей структурированных коллоид-

ных систем, не подчиняющихся законам Ньютона и Эйнштейна. С уменьшением температуры на зависимостях  $\eta = f(C_V)$  наблюдается смещение перегиба в область меньших концентраций дисперсной фазы, что можно связать с ростом вязкости ПАВ и жидкости-носителя – керосина (рис. 3, 4). Так, при  $-50\text{ }^\circ\text{C}$  зависимость  $\eta$  от  $C_V$  линейна для МЖ с объемными долями магнетита до 5 % (рис. 2, 4).

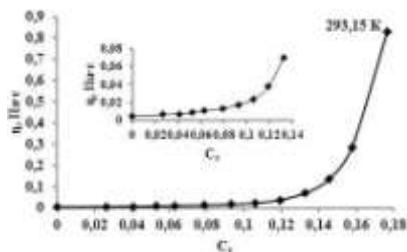


Рис. 1. Зависимость пластической вязкости магнитных жидкостей от объемной доли магнетита при температуре  $20\text{ }^\circ\text{C}$ .

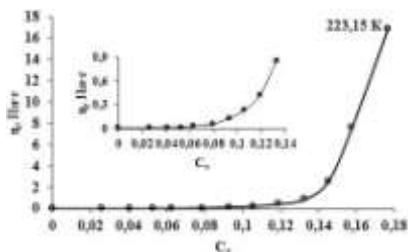


Рис. 2. Зависимость пластической вязкости магнитных жидкостей от объемной доли магнетита при температуре  $-50\text{ }^\circ\text{C}$ .

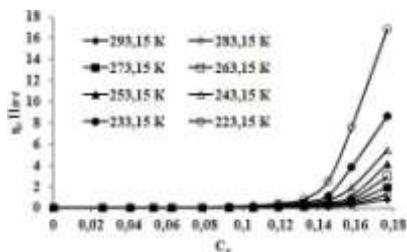


Рис. 3. Зависимость пластической вязкости МЖ от объемной доли магнетита в диапазоне температур  $-50 \div 20\text{ }^\circ\text{C}$ .

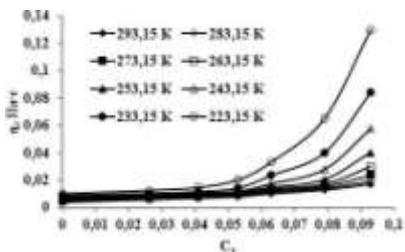


Рис. 4. Зависимость пластической вязкости МЖ от объемной доли магнетита в диапазоне температур  $-50 \div 20\text{ }^\circ\text{C}$ .

Итак, характер зависимости  $\eta = f(C_V)$  указывает на то, что магнитная жидкость на основе керосина в общем случае является неньютоновской (реологически сложной) жидкостью. Однако выводы о поведении системы под нагрузкой (при действии деформирующих усилий) и, как следствие, о её структуре и реологических свойствах можно сделать, проанализировав зависимости градиента скорости сдвига от напряжения сдвига или зависимости вязкости от напряжения сдвига (скорости сдвига) – реологические кривые текучести (*примечание:*

экспериментальные реологические кривые приведены в презентации к докладу).

Рассмотрим реологические кривые при температуре 20 °С для МЖ МКК 001-60. Для всех магнитных жидкостей вязкость непостоянна и изменяется с увеличением напряжения сдвига. Однако зависимости  $\eta = f(\tau)$  для МЖ с разным объемным содержанием дисперсной фазы не являются идентичными.

Для МЖ с  $C_V > 11\%$  (правее точки перегиба – рис. 1) реологические кривые имеют два основных участка – участок пластического течения и участок ньютоновского течения. Отметим, что участок ползучести – течение, происходящее при неразрушенной структуре – на кривых течения практически отсутствует. Таким образом, даже при малых нагрузках структура МЖ начинает разрушаться, а предельное динамическое напряжение сдвига, характеризующее сдвиговую прочность структуры, имеет минимальные значения. На участке пластического течения, характеризующего равновесное состояние разрушения и восстановления структуры, вязкость уменьшается вплоть до значения, соответствующего пластической вязкости. Затем кривая течения выходит на прямую линию (вязкость не зависит от напряжения сдвига) – участок ньютоновского течения, соответствующий полностью разрушенной структуре. С ростом  $C_V$  на участке пластического течения вязкость уменьшается менее резко, а участок ньютоновского течения начинается при больших напряжениях сдвига, что связано с увеличением прочности структуры – сопротивления деформации. Для магнитных жидкостей с  $C_V > 17\%$  в указанном выше диапазоне скоростей сдвига участок ньютоновского течения не достигается.

Для МЖ с  $C_V = 10,6\%$  (точка перегиба – рис. 1) пластическое течение наблюдается в очень узком диапазоне скоростей сдвига. Структура магнитной жидкости быстро разрушается, и течение становится ньютоновским. Для МЖ с  $C_V < 10,6\%$  (линейный участок – рис. 1) тенденция к быстрому переходу от пластического течения к ньютоновскому течению сохраняется. Однако на реологических кривых для указанных магнитных жидкостей вслед за участком ньютоновского течения можно наблюдать участок, на котором вязкость, а, значит, сопротивление деформации, нелинейно увеличивается с ростом  $\tau$ , причём, чем меньше объемная доля магнетита, тем при меньших напряжениях сдвига начинается рост вязкости. Возможно, подобное поведение объясняется увеличением прочности структуры магнитных жидкостей за счет усиления взаимодействий между молекулами ПАВ и жидкости-носителя.

При уменьшении температуры общие закономерности изменения вязкости магнитных жидкостей МКК 001-60 с увеличением напряжения

сдвига, рассмотренные выше, сохраняются. Отметим, что чем ниже температура, тем шире участок пластического течения. Кроме того, при больших значениях  $C_V$  и температурах ниже  $-30 \div -40$  °С участок ньютоновского течения в диапазоне скоростей сдвига  $0 \div 1200$  с<sup>-1</sup> не достигается.

Характер реологических кривых течения подтверждает тезис о том, что магнитная жидкость на основе керосина представляет собой неньютоновскую жидкость, структуру и прочность которой определяют взаимодействия между компонентами МЖ и концентрация дисперсной фазы. В области высоких концентраций на структуру МЖ оказывают влияние, прежде всего, взаимодействия между молекулами ПАВ в адсорбционных слоях контактирующих частиц. По мере разбавления магнитной жидкости чистым носителем усиливается роль взаимодействий между молекулами ПАВ и жидкости-носителя. Молекулы стабилизатора в адсорбционных слоях, «стесненные» вследствие стерического фактора при больших концентрациях магнетита, начинают в полной мере «растворяться» в дисперсионной среде, что обеспечивает наибольшую степень взаимодействия между ними и молекулами жидкости-носителя. В результате ассоциаты, образующиеся при взаимодействии молекул ПАВ в адсорбционных слоях контактирующих частиц, становятся менее прочными и легко разрушаются даже при малых напряжениях сдвига. Пластическое течение при этом наблюдается в узком диапазоне скоростей сдвига, быстро переходя в ньютоновское. Отметим, что вслед за участком ньютоновского течения, соответствующего полностью разрушенной (первичной) структуре, уменьшения вязкости магнитной жидкости не происходит, т.е. МЖ не расслаивается при внешних деформирующих усилиях. Таким образом, сила взаимодействия между молекулами ПАВ и носителя, а также между молекулами ПАВ и активными центрами на поверхности частиц дисперсной фазы, настолько велика, что внешнее дестабилизирующее воздействие не приводит к потере стабильности МЖ.

Итак, анализ реологических кривых течения магнитных жидкостей позволяет: во-первых, определять их пластическую вязкость; во-вторых, делать выводы о структуре МЖ и факторах, на нее влияющих; в-третьих, оценивать коллоидальную стабильность МЖ при внешних механических воздействиях, что дополняет метод определения стабильности, рассмотренный в работе [2].

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. **Полунин В.М.**, Танцора А.О., Стороженко А.М., Ряполов П.А., Арефьев И.М., Арефьева Т.А., Казаков Ю.Б. Исследование акустомагнитного эффекта в магнитных жидкостях с различной несущей основой // IV Всероссийская научная конференция «Физико-химические и прикладные проблемы магнитных дисперсных наносистем». Ставрополь, Россия. 16-19 сентября 2013. С. 179-185.
2. **Arefyev I.M.**, Arefyeva T.A., Kazakov Yu.B. Colloidal stability and thermal stability of magnetic fluids // Journal of nano- and electronic physics. 2013. V. 5, N 4, 04037 (3pp).

## ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ НА ОСНОВЕ КЕРОСИНА В МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

**Арефьев И.М., Арефьева Т.А.,  
Страдомский Ю.И., 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](mailto:tatyana_arefyeva@mail.ru)



Арефьев Игорь Михайлович – с сентября 2013 года заведующий проблемной научно-исследовательской лабораторией прикладной феррогидродинамики (ПНИЛ ПФГД) Ивановского государственного энергетического университета, доцент кафедры химии и химических технологий в энергетике ИГЭУ. Окончил Ивановский государственный химико-технологический университет в 2006 году. В 2009 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата химических наук. Имеет 84 научные публикации.



Арефьева Татьяна Альбертовна окончила Ивановский химико-технологический институт в 1979 году. С 1987 по 2007 гг. – сотрудник СКТБ «Полос». Прошла путь от инженера до ведущего химика-технолога и начальника производства магнитных жидкостей. Имеет 22 научные публикации. В настоящее время является ведущим инженером проблемной научно-исследовательской лаборатории прикладной феррогидродинамики ПНИЛ ПФГД (ИГЭУ).



Страдомский Юрий Иосифович – кандидат технических наук, профессор кафедры электромеханики Ивановского государственного энергетического университета. В 1962 году окончил Ивановский энергетический институт. Работает в ИГЭУ с 1965 года. Опубликовал более 150 трудов, в том числе 36 статей, 15 авторских свидетельств, 4 статьи в иностранных журналах.



Казаков Юрий Борисович – доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой электромеханики ИГЭУ, член-корреспондент Академии Электротехнических наук РФ. Окончил Ивановский энергетический институт. В 2000 г. защитил докторскую диссертацию «Численное моделирование и разработка конструкций электрических машин с учетом взаимного влияния физических полей». Имеет около 300 публикаций.

Магнитные жидкости (МЖ) представляют собой коллоидные системы однодоменных магнитных частиц (дисперсная фаза), диспергированных в жидкости-носителе (дисперсионная среда) [1]. Сочетание свойств магнитного материала и жидкости, не встречающееся в известных природных материалах, открыло широкие перспективы для создания технических устройств с МЖ в качестве рабочего тела. Эффективность инженерного приложения магнитных жидкостей определяется совокупностью необходимых эксплуатационных характеристик (намагниченность насыщения, вязкость, диапазон рабочих температур и др.). Однако главным критерием качества и работоспособности магнитных жидкостей является коллоидальная стабильность МЖ как в статическом режиме, так при внешних воздействиях. Методы определения коллоидальной стабильности в статическом режиме и термостабильности МЖ рассматривались нами в работе [2]. Данная работа посвящена исследованию устойчивости магнитных жидкостей в магнитных полях.

В большинстве магнитожидкостных устройств магнитные жидкости находятся под постоянным воздействием магнитного поля. Именно поэтому устойчивость магнитных жидкостей в постоянных и переменных магнитных полях является одним из важнейших факторов, определяющих возможность их практического использования и ресурс эксплуатации.

В качестве образца исследования в работе использовалась синтезированная нами магнитная жидкость на основе керосина. В ряду магнитных жидкостей магнитные жидкости на основе керосина являются наименее вязкими, следовательно, в случае, если МЖ изначально является нестабильной, отток жидкости-носителя с последующим расслоением МЖ в магнитном поле будет наиболее очевиден. Эксперимент также проводился с магнитными жидкостями, полученными путем разбавления исходной магнитной жидкости. Технические характеристики МЖ МКК 001-60 приведены в таблице 1. Плотность МЖ измерялась по ГОСТ 18995.1-73 при 20 °С. Пластическая вязкость МЖ измерялась по ГОСТ 26581-85 при 20 °С на ротационном вискозиметре «RHEOTEST RN4.1». Намагниченность насыщения МЖ измерялась баллистическим методом.

Исследование устойчивости магнитных жидкостей на основе керосина в магнитных полях проводилось в два этапа.

**Первый этап.** В ходе эксперимента магнитная жидкость МКК 001-60 объемом 10 мл заливалась в трубку из немагнитного материала, закрепленную в зазоре между конусообразными полюсами электромагнита ФЛ-1 (рис. 1).

Таблица 1

## Технические характеристики магнитной жидкости МКК 001-60

Марка МЖ	Объемная доля магнетита, %	$I_s$ , кА/м	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$\eta$ , Па·с
МКК 001-60	15,8	59,9	1,469	0,286
МКК 001-60 (1)	14,5	55,2	1,415	0,135
МКК 001-60 (2)	13,3	50,4	1,360	0,0702
МКК 001-60 (3)	11,9	45,3	1,301	0,0379
МКК 001-60 (4)	10,6	40,3	1,243	0,0231
МКК 001-60 (5)	9,3	35,3	1,186	0,0172
МКК 001-60 (6)	7,9	30,0	1,125	0,013
МКК 001-60 (7)	6,3	23,9	1,055	0,0102
МКК 001-60 (8)	5,3	20,1	1,011	0,00814
МКК 001-60 (9)	4,1	15,6	0,959	0,00698
МКК 001-60 (10)	2,6	10,0	0,895	0,00603

В зазоре устанавливалось неоднородное магнитное поле. Максимальное значение индукции в минимальном зазоре в точке С составляло  $B_{\max} = 2,4$  Тл, а минимальное значение в точке D вблизи нижней внешней поверхности МЖ –  $B_{\min} = 0,6$  Тл. Среднее значение модуля градиента индукции равно  $|\nabla B| = 25,7$  Тл/м. Время непрерывного воздействия высокоградиентного магнитного поля на МЖ составляло двадцать минут.

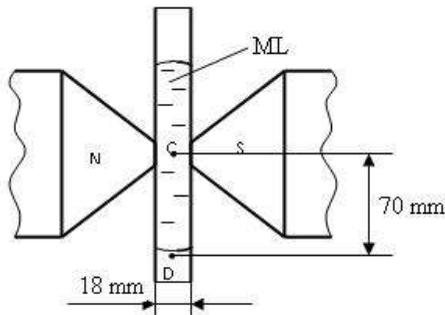


Рис. 1. Эскиз экспериментальной установки

В ходе эксперимента визуального оттока жидкости-носителя в магнитном поле не наблюдалось ни для исходной магнитной жидкости, ни для магнитных жидкостей, полученных путем разбавления.

**Второй этап.** Магнитные жидкости МКК 001-60 и МКК 001-60 (10) (объем МЖ 100 мл) в герметично закрытых стеклянных емкостях диаметром 50 мм подвергали двухмесячному воздействию постоянно-го магнитного поля с индукцией 0,8 Тл. Через пять дней после прекращения воздействия отбирали без перемешивания верхний слой магнитной жидкости для определения плотности, пластической вязкости и намагниченности насыщения. Оставшуюся магнитную жидкость центрифугировали, после чего также определяли плотность, пластическую вязкость и намагниченность насыщения. В таблице 2 приведены технические характеристики МЖ МКК 001-60 и МКК 001-60 (10), определенные после двухмесячного воздействия постоянного магнитного поля.

Таблица 2.

**Технические характеристики магнитных жидкостей МКК 001-60 и МКК 001-60 (10) после двухмесячного воздействия постоянного магнитного поля**

Марка МЖ	$I_s$ , кА/м	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$\eta$ , Па·с
МКК 001-60 (верхний слой)	60,6	1,471	0,288
МКК 001-60 (после центрифугирования)	60,6	1,471	0,287
МКК 001-60 (10) (верхний слой)	10,5	0,902	0,00611
МКК 001-60 (10) (после центрифугирования)	10,5	0,902	0,00613

Из таблиц 1 и 2 следует, что намагниченность насыщения, плотность и вязкость МЖ МКК 001-60 и МКК 001-60 (10), определенные после двухмесячного воздействия постоянного магнитного поля, практически совпадают с аналогичными характеристиками исходных МЖ. Незначительное увеличение (не более чем на 1%) параметров находится в пределах инструментальной погрешности.

На стабильность магнитных жидкостей, в том числе и на их устойчивость в магнитных полях, влияет множество факторов. Среди них, прежде всего, необходимо выделить величину энергии адсорбционного взаимодействия молекул поверхностно-активного вещества с активными центрами на поверхности частиц дисперсной фазы; сродство неполярной части молекул ПАВ с жидкостью-носителем; наличие или отсутствие незащищенных участков на поверхности частиц дисперсной фазы; моно- или полидисперсность и размер частиц дисперсной фазы. Очевидно, что главную роль при синтезе магнитных жидкостей играет процесс адсорбции – самопроизвольного перехода молекул ПАВ в поверхностный слой. Если энергия адсорбционного

взаимодействия составляет 100 кДж/моль и более, и при этом цепочечная часть молекул ПАВ растворяется в жидкости-носителе, даже в высокоградиентном магнитном поле оттока жидкости-носителя не происходит, что и показывает наш эксперимент. Взаимодействия между молекулами ПАВ и жидкости-носителя, а также адсорбционные взаимодействия между молекулами ПАВ и активными центрами на поверхности частиц дисперсной фазы настолько сильны, что при наложении магнитного поля не происходит ни десорбции молекул ПАВ с поверхности, ни выпадения стабилизированной магнитной фазы (магнетита) в осадок. Безусловно, дополнительные знания по адсорбционным и сольватационным эффектам, по энергетическим и структурным изменениям, происходящим при синтезе магнитных жидкостей, помогут в будущем количественно оценивать все вышеизложенные эффекты и подбирать оптимальные условия (в том числе, и величину индукции магнитного поля) эксплуатации МЖ в конкретных электромеханических и других устройствах.

Таким образом, можно сделать два вывода: во-первых, маловязкая магнитная жидкость МКК 001-60 является устойчивой в магнитных полях; во-вторых, стабильность исходной магнитной жидкости не нарушается при многократном разбавлении жидкостью-носителем, а разбавленные магнитные жидкости также являются устойчивыми в магнитных полях. Следовательно, синтезированная магнитная жидкость может быть использована в качестве рабочего тела в ряде магнитожидкостных устройств.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Розенцвейг Р. Феррогидродинамика: Пер. с англ. // М.: Мир, 1989. – 356 с.
2. Arefyev I.M., Arefyeva T.A., Kazakov Yu.B. Colloidal stability and thermal stability of magnetic fluids // Journal of nano- and electronic physics. 2013. V. 5, N 4, 04037 (3pp).

## МАГНИТНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СЛОЖНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Кашевский С.Б.<sup>1</sup>, Кашевский Б.Э.<sup>1</sup>, Дмитриев В.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт тепло- и массообмена имени А.В. Лыкова НАН Беларуси, 220072, Республика Беларусь, г. Минск, ул. П. Бровки, 15,

[sbkashevski@tut.by](mailto:sbkashevski@tut.by)

<sup>2</sup> РНПЦ детской онкологии, гематологии и иммунологии, 223053, Республика Беларусь, Минский р-н, Боровлянский с/с, д. Боровляны, ул. Фрунзенская, д. 43

Возбуждение внешним магнитным полем движения магнитных частиц в жидкости и регистрация характеристик их движения создает условия зондирования механических свойств жидкостей и может составить основу портативной системы для определения времени инициированной коагуляции (коагулометрия) капельного объема крови, определения ее реологических свойств (гемореология), а также реологических свойств сгустка (тромбоэластография).

Рассматриваемый нами метод основан на измерении временной зависимости светопропускания тонкого слоя жидкости с расположенном на дне подслоем магнитных частиц, служащих динамическим оптическим затвором, при импульсном воздействии поперечного слою магнитного поля. Просветление вдоль силовых линий поля обусловлено началом образования цепочек частиц, возвращающихся после снятия импульса поля на исходное место. Если свойства частиц, их распределение в объеме жидкости, напряженность поля фиксированы, то величина эффекта и скорость его нарастания зависят от механических свойств матрицы. Чтобы

исключить влияние перераспределения концентрации частиц со временем, магнитооптические измерения проводятся после седиментации частиц на дно слоя.

**Модель коллективной динамики взаимодействующих частиц в вязкоупругой жидкости.**

В основу положена механическая модель, представленная на рис. 1. Действующая на частицу внешняя сила  $F$  уравнивается соединенными последовательно

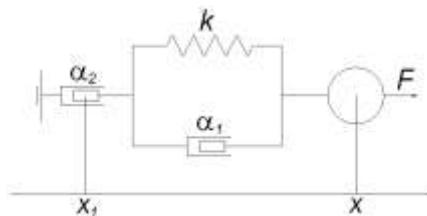


Рис. 1. Механическая модель частицы в вязкоупругой жидкости

упругим элементом с трением ( $k$  – коэффициент упругости,  $\alpha_1$  – коэффициент вязкого трения) и чисто вязким элементом с коэффициентом трения  $\alpha_2$ . В безынерционном приближении уравнения баланса сил в точках  $x$  и  $x_1$  запишем в виде:

$$F = k(x - x_1 - L) + \alpha_1(\dot{x} - \dot{x}_1), \quad \alpha_2 \dot{x}_1 = k(x - x_1 - L) + \alpha_1(\dot{x} - \dot{x}_1) \quad (1)$$

Положим в свободном состоянии  $x - x_1 = L$ , в динамике  $x - x_1 - L = \xi$ , где  $\xi$  – параметр, характеризующий упругую деформацию среды, и преобразуем уравнения (1) к виду

$$\dot{\xi} = -\frac{k}{\alpha_1} \xi + \frac{1}{\alpha_1} (\lambda + 1) F, \quad \dot{\xi} = -\frac{k}{\alpha_1} \xi + \frac{1}{\alpha_1} F, \quad \lambda = \alpha_1 / \alpha_2 \quad (2)$$

Рассмотрим движение частицы из состояния покоя (начальные условия  $\xi(0) = 0, x(0) = 0$ ) под действием импульса постоянной силы  $F$ .

Решение уравнения (2) для внутреннего параметра  $\xi$ :

$$\xi = \frac{F}{k} \left( 1 - \exp\left(-\frac{k}{\alpha_1} t\right) \right),$$

а уравнение движения частицы:

$$x = \frac{F}{k} \left( 1 - \exp\left(-\frac{k}{\alpha_1} t\right) \right) + \frac{F}{\alpha_2} t. \quad (3)$$

Характерное время переходного процесса в (3)

$$\tau_r = \frac{\alpha_1}{k}$$

Измерение асимптотик и переходного времени позволяет вычислить физические характеристики жидкости.

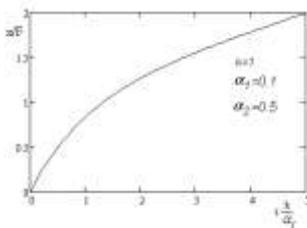


Рис. 2. Смещение частицы под действием постоянной внешней силы

Пример смещения частицы при воздействии постоянной внешней силы показан на рис. 2.

Следует учитывать, что процессы, протекающие в суспензиях магнитомягких частиц при воздействии магнитного поля, имеют исключительно коллективную природу, а с практической точки зрения регистрация смеще-

ния частиц в ансамбле представляется неперспективной. В связи с этим, для получения информации о структурных изменениях в седиментационном слое будем рассматривать не изменение положения частиц, а изменение светопропускания слоя.

Движение частиц рассматриваем под действием магнитных сил и силы тяжести, одинаковой для всех частиц.

Магнитное взаимодействие моделируем в диполь-дипольном приближении, записывая силу парного взаимодействия в виде:

$$\mathbf{F}_{\beta\alpha}^m = \frac{3d^6 H^2}{64R_{\beta\alpha}^4} (\boldsymbol{\rho}_{\beta\alpha} + 2\mathbf{h}(\boldsymbol{\rho}_{\beta\alpha} \cdot \mathbf{h}) - 5\rho(\boldsymbol{\rho}_{\beta\alpha} \cdot \mathbf{h})^2)$$

Для оценки величины силы тяжести,  $F_{mg} = \pi\rho g \frac{d^3}{6}$ , сравним ее с магнитной силой взаимодействия пары частиц в контакте  $F_m = \frac{3d^2 H^2}{32}$ . Полагая  $d = 5 \cdot 10^{-4}$  см,  $H = 100$  Э,  $\rho = 6.8$  г/см<sup>3</sup>, имеем  $F_{mg}/F_m = 7.4 \cdot 10^{-3}$ .

Для исключения проникновения частиц друг в друга использована модельная сила в виде:

$$\begin{cases} F'_{\beta\alpha}(\psi) = 0, \psi \leq \delta \\ F'_{\beta\alpha}(\psi) = k[P\psi^2 + Q\psi + S], \psi > \delta \end{cases}$$

где  $\psi \equiv R_{\beta\alpha} - 2a$ . Константы  $P$ ,  $Q$  и  $S$  найдены из условий

$$F'_{\beta\alpha}(\delta) = 0, F'_{\beta\alpha}(0) = 1, \left. \frac{\partial F'_{\beta\alpha}(\delta)}{\partial x} \right|_{x=\delta} = 0, \text{ равными } 1/\delta^2, -2/\delta^2 \text{ и } 1$$

соответственно. В численных экспериментах выбраны значения  $k = 0.3$ ,  $\delta = 0.1$ .

Таким образом, сила, действующая на частицу  $\alpha$  со стороны всех остальных частиц, имеет вид:

$$\mathbf{F}_\alpha = \sum_{\beta \neq \alpha} (\mathbf{F}_{\beta\alpha}^m + \mathbf{F}'_{\beta\alpha}) + \mathbf{F}_{mg}$$

Уравнения (2) запишем в виде

$$\frac{d\mathbf{R}_\alpha}{dt} = \frac{d\boldsymbol{\xi}_\alpha}{dt} + \frac{\mathbf{F}_\alpha}{\alpha_2}, \quad \frac{d\boldsymbol{\xi}_\alpha}{dt} = -\frac{k}{\alpha_1} \boldsymbol{\xi}_\alpha + \frac{\mathbf{F}_\alpha}{\alpha_1}. \quad (4)$$

Используя масштабы расстояния  $d$  и времени  $T = 64\pi\eta/H^2$ , а также обозначения  $\tau = t/T$  и  $\mathbf{r} = \mathbf{R}/d$ , уравнения движения (4) запишем в безразмерном виде:

$$\frac{d\mathbf{r}_\alpha}{d\tau} = -\frac{T}{\tau_r} \boldsymbol{\xi}_\alpha + \left(1 + \frac{\eta_2}{\eta_1}\right) \mathbf{F}_\alpha, \quad \frac{d\boldsymbol{\xi}_\alpha}{d\tau} = -\frac{T}{\tau_r} \boldsymbol{\xi}_\alpha + \frac{\eta_2}{\eta_1} \mathbf{F}_\alpha,$$

Тестовое моделирование проведено для случая чисто вязкой жидкости с целью определения необходимой степени заполнения основания бокса и длительности действия поля, обеспечивающих линейность начального и конечного участков оптического отклика. Из полученных данных следует, что необходимая степень заполнения слоя составляет 1.25 от плотной квадратной упаковки дна бокса, а время воздействия импульса не должно превышать характерного значения  $t^* = 1$ .

**Установка.** Схема устройства, реализующего предложенный метод показана на рис. 3. Исследуемая жидкость 1 с введенными в нее

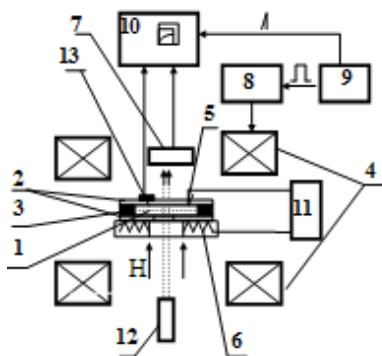


Рис. 3. Схема установки

магнитомягкими частицами помещается в кювету, образованную тонкими стеклянными пластинками 2. По периметру пластин устанавливается цилиндрическая прокладка 3. Толщина прокладки определяет толщину сформированного слоя жидкости (обычно 100 – 300 мкм). Индуктором однородного магнитного поля служат катушки Гельмгольца 4. В цепи питания катушек установлен генератор импульсов 9 и усилитель тока

8. Фотоэлектрическая система регистрации изменения светопропускания слоя состоит из светодиода 12 и фотоприемника 7. Напряженность магнитного поля, воздействующего на образец, фиксируется датчиком Холла 13. Термостатирование исследуемой жидкости осуществляется системой терморегулирования, включающей нагреватель 6, вмонтированный в медный диск с отверстием в центре, термопару 5 и регулятор температуры 11. Система обеспечивает точность поддержания заданной температуры (0 – 42 °С) в исследуемой жидкости  $\pm 0,1$  °С. Сигнал с фотоприемника и датчика Холла подается на вход АЦП, подключенного к порту компьютера 10.

**Эксперимент.** Предложенный метод опробован в серии экспериментов по исследованию процесса инициированной коагуляции цельной крови. Магнитомягкие частицы для зондирования выбраны по результатам изучения их влияния на характеристики естественной коагуляции, стимулированной присутствием тромбоцитов, путем регистрации активированного парциального тромбопластинового времени и протромбинового времени Квика тромбоцитарной и бестромбоцитарной плазмы. Изучено три типа частиц карбонильного железа – P10, S1701 и ТКЖ-10К. По результатам исследований выбраны частицы третьего типа.

Активатор коагуляции в сухом виде помещался на дно экспериментальной ячейки. Сверху активатора напылялся слой зондирующих частиц. Кровь засасывалась в ячейку капиллярными силами. Пример регистрируемого сигнала показан на рис. 4,а. На рис. 4,б,в представлены некоторые из исследованных образцов.

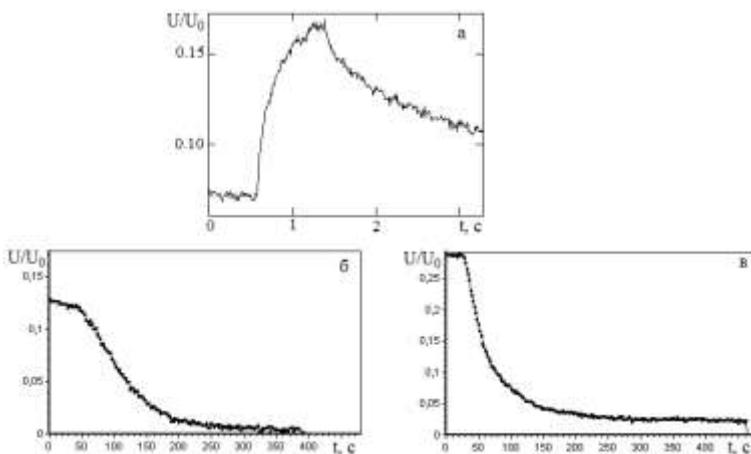


Рис. 4. Пример регистрируемого сигнала (относительное измерение сигнала фотодатчика при воздействии импульса поля, а) и измерение сигнала в процессе коагуляции цельной крови (б, в)

Отметим, что описанный метод позволяет как определять время коагуляции, так и визуализировать ход процесса, что может представлять самостоятельный интерес.

## КОЛЕБАНИЯ ПУЗЫРЬКА ПРИ ОТРЫВЕ ОТ ВОЗДУШНОЙ ПОЛОСТИ В МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

**Полунин В.М., Шабанова И.А., Ряполов П.А.,  
Карпова Г.В., Кобелев Н.С.**

Юго-западный государственный университет  
305040, г. Курск, ул. 50 лет Октября, 94, [polunin-vm1@yandex.ru](mailto:polunin-vm1@yandex.ru)



Полунин Вячеслав Михайлович – профессор, доктор физико-математических наук. С 1974 г. по настоящее время работает в ЮЗГУ, с 1981 г. зав. кафедрой физики. Автор более 350 научных публикаций, двух монографий по акустике магнитных жидкостей, под его руководством защитили кандидатские диссертации 21 аспирант. Является зам. Председателя диссертационного совета по защите докторских диссертаций, Председателем регионального отделения Российского акустического общества.



Шабанова Ирина Александровна окончила Курский государственный университет. В 2012 году защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. В настоящее время доцент кафедры нанотехнологий и инженерной физики ЮЗГУ. Имеет около 60 научных и методических публикаций, в том числе 8 патентов РФ.



Ряполов Петр Алексеевич окончил горный факультет Губкинского института (филиала) Московского государственного открытого университета. В 2010 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. В настоящее время доцент кафедры нанотехнологий и инженерной физики ЮЗГУ. Имеет около 80 публикаций по акустическим свойствам магнитных жидкостей.



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



Кобелев Николай Сергеевич, доктор технических наук, профессор, член-корреспондент РАЕН, действительный член СПАНИ, автор более 280 зарегистрированных патентов РФ на изобретения и полезные модели

## Введение

Результаты исследований по захвату и перемещению некоторого количества воздуха с поверхности столбика магнитной жидкости (МЖ), находящегося внутри стеклянной трубки, подробно описаны в [1, 2].

В настоящей работе описан метод для изучения возможности электромагнитной индикации размеров воздушных пузырьков, находящихся в магнитной жидкости.

В работе [3] представлено подробное описание установки для экспериментального исследования процесса отрыва воздушного пузырька от полости, при воздействии пондеромоторных сил магнитного поля.

Для понимания механизмов захвата воздушной полости управляемым потоком МЖ, отделения пузырьков от воздушной полости в условиях прессинга использовалась теоретическая модель «слабомагнитной» среды, которая предполагает, что МЖ представляет собой «слабомагнитную» среду, в отношении которой можно пренебречь размагничивающими полями, а магнитная объемная сила значительно больше остальных (гравитационной, капиллярной, магнитного скачка давления).

Решение задачи сводится к нахождению поверхностей постоянного потенциала магнитоэстатической силы. Магнитные силы являются преобладающими над всеми остальными, и форма поверхности воздушной полости внутри трубки будет определяться условием постоянства давления на ней, то есть постоянством потенциала магнитной силы. В свою очередь для выполнения данного условия по отношению к намагниченной до насыщения МЖ требуется постоянство модуля вектора напряженности магнитного поля ( $H = \text{const}$ ). Концепция «отображения» геометрии свободной поверхности намагниченной до насыщения МЖ топографией изолиний модуля напряженности магнитного поля предложена в работе [4].

Таким образом, в рассматриваемом приближении на форму поверхности воздушной полости, удерживаемой силами магнитной левитации, оказывают существенное влияние особенности топографии магнитного поля используемого магнита [5,6].

## Форма поверхности полости

При перемещении кольцевого магнита вниз и приближении его к свободной поверхности МЖ наблюдается эволюция формы поверхности. Вначале свободная поверхность имеет плоскую горизонтальную форму. С приближением магнита к МЖ ее поверхность сначала принимает вогнутую форму, близкую к форме эллиптического пара-

болоида, а затем, пондеромоторные силы, прижимая жидкость к стенке трубки, одновременно втягивают ее в область максимального поля. На поверхности трубки в плоскости симметрии магнита образуется кольцо из МЖ. При дальнейшем опускании магнита пондеромоторные силы значительно превосходят силу тяжести, благодаря чему магнитожидкостное кольцо утолщается, а затем перекрывает сечение трубки. Под перемычкой образуется изолированная воздушная полость, перекрывающая сечение трубки. Далее толщина перемычки растет за счет перетекания жидкости по внутренней стенке трубки вверх, а воздушная полость проталкивается вниз.

Дальнейшее опускание магнита приводит к соприкосновению воздушной полости с доньшком трубки и последующему прессингу на нее со стороны неоднородного магнитного поля. При достижении порогового значения давления газа в полости происходит отделение пузырька газа от нее и ускоренный подъем под действием результирующей трех сил: пондеромоторной силы неоднородного магнитного поля, выталкивающей (архимедовой) силы и силы вязкого трения:

$$\mu_0 \cdot M \cdot \nabla H \cdot V + F_A - F_s,$$

где  $V$  — объем воздушного пузырька,  $M$  — намагниченность и магнитной жидкости,  $H$  — напряженность магнитного поля,  $\mu_0$  — магнитная постоянная,  $F_A$  — выталкивающая сила,  $F_s$  — сила сопротивления.

Очевидно, отрыв пузырька от полости происходит в точке, находящейся на оси кольцевого магнита (на оси трубки) в плоскости симметрии кольцевого магнита. При достижении критического перепада давления происходит образование и отрыв воздушного пузырька от полости, сопровождающиеся акустическим и электромагнитным излучением.

### Размеры пузырьков

Исследования проводились на образце МЖ, представляющем собой нанодисперсную систему частиц магнетита  $F_3O_4$  в керосине, стабилизированных олеиновой кислотой. Плотность  $\rho$ , начальная магнитная проницаемость  $\chi$ , намагниченность насыщения  $M_s$  и коэффициент поверхностного натяжения  $\sigma$  исследуемого образца получены на основе известных методик [7,8]. Численные значения указанных параметров составляют:  $\rho=1320$  кг/м<sup>3</sup>,  $\chi = 3,76$ ,  $M_s = 44,3$  кА/м,  $\sigma = 0,028$  Н/м.

Нами проведена «предварительная» оценка радиуса пузырька  $R_0$ , оторвавшегося от воздушной полости, по значению его «среднего объема»  $v_0$ , который получен делением исходного объема захваченной воздушной полости на число электромагнитных импульсов — индикатора

торов отрыва пузырьков. При этом получено:  $R_0 = \sqrt[3]{3v_0/4\pi} \approx 1\text{мм}$ .

Оказавшись выше плоскости симметрии магнита («магнитного барьера»), воздушный пузырек совершает упругие радиальные колебания, сопровождаемые электромагнитным излучением.

Для изучения спектра электромагнитного излучения, испускаемого пузырьком, разработана экспериментальная установка, схематически представленная на рис. 1.

Стеклянная трубка с доньшком 1, наполненная МЖ, жестко закреплена на металлической конструкции 3 при помощи фиксирующего фланца 4. Над воздушной полостью соосно трубке расположен кольцевой неодимовый магнит 5, намагниченный вдоль оси. Магнит закреплен на кинематическом узле катетометра 6. В магнит вмонтирована катушка индуктивности 7. Сигнал от катушки индуктивности после усиления селективным усилителем 8 поступает параллельно на осциллограф 9 и аналого-цифровой преобразователь 10, соединенный с компьютером 11. Программная обработка сигнала осуществляется в среде NI LabVIEW.

Осциллограммы электромагнитных сигналов на рис. 2а, 2б и 2с в относительных единицах, дают определенную информацию о перемещениях частиц магнитной жидкости при образовании и колебаниях пузырька.

Особенности осциллограммы рисунка 2а позволяют предположить, что в промежуток времени 1–5, длительностью 7 мс возникают микропотоки МЖ в окрестности вытянутого в вертикальном направлении уча-

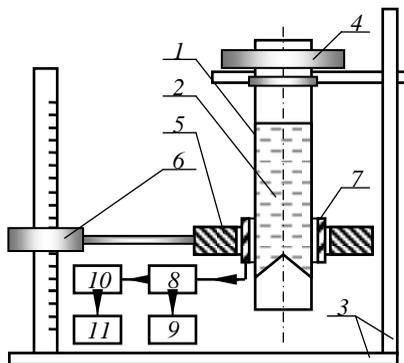


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки

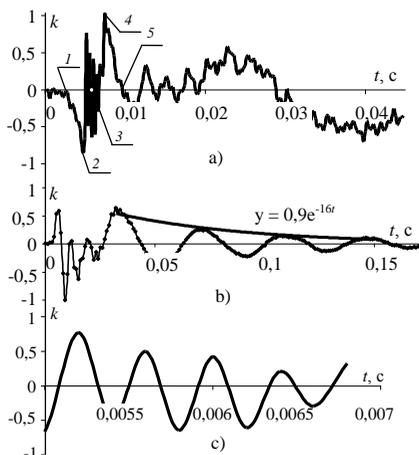


Рис. 2. Осциллограммы колебаний

стка поверхности полости. Об этом свидетельствует присутствие на осциллограмме отрицательного и положительного всплесков принятого сигнала относительно большой амплитуды длительностью  $\sim 3,5$  мс каждый. Микропотоки МЖ возникают при незначительном проникновении полости за «магнитный барьер», формировании и отрыве пузырька, установлении равновесной (окончательной) формы полости.

Отрезок осциллограммы 2–4 длительностью  $\sim 2,6$  мс содержит радиоимпульс, испускаемый колеблющимся пузырьком (на рис. 2а обозначен цифрой 3). Толчком, выводящим из равновесия колебательную систему – «пузырек воздуха в жидкости», может служить гидравлический удар, возникающий при замыкании шейки отрывающегося от полости пузырька.

С момента времени  $\sim 0,025$  с развивается процесс затухающих колебаний в колебательной системе, в которой инерционным элементом является столбик МЖ в трубке, а упругим элементом – воздушную полость, удерживаемая силами магнитной левитации. Этот процесс представлен осциллограммой на рис. 2 б. Толчком к возбуждению колебаний данной колебательной системы, возможно, служит гидроудар, обусловленный зывершающей фазой микропотока при установлении равновесной формы поверхности полости. По осциллограмме находим значения частоты колебаний и коэффициента затухания системы: 30 Гц и  $16 \text{ с}^{-1}$ . Приведенные данные удовлетворительно согласуются с результатами измерений параметров аналогичной колебательной системы, представленными в работах [1, 2].

На рисунке 2с представлена осциллограмма радиоимпульса, испускаемого колеблющимся пузырьком, частота колебаний воздушного пузырька  $\nu = 2500$  Гц.

В свою очередь частота колебаний пузырька в невязкой жидкости связана с его радиусом посредством известного выражения [8]:

$$\nu = \frac{1}{2\pi R_0} \sqrt{\frac{3\gamma(P_0 + 2\sigma/R_0)}{\rho}}, \text{ где } R_0 \text{ – радиус пузырька, } P_0 \text{ – гидростатическое}$$

давление,  $\gamma = C_p/C_v$  – отношение удельных теплоемкостей газа в пузырьке,  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения МЖ,  $\rho$  – плотность МЖ.

Величина  $2\sigma/R_0$ , учитывающая действие сил поверхностного натяжения, при  $\sigma = 0,028$  Н/м и  $R_0 \approx 1$  мм составляет  $\approx 56$  Па. Поскольку в условиях опыта  $P_0 = 10^5$  Па, то вторым членом в скобках под радикалом можно пренебречь и привести данную формулу к виду:  $\nu = \frac{1}{2\pi R_0} \sqrt{\frac{3\gamma P_0}{\rho}}$

Соответственно для получения  $R_0$  запишем:

$$R_0 = \frac{1}{2\pi R_0 \nu} \sqrt{\frac{3\gamma P_0}{\rho}}$$

Принимая  $\rho = 1320 \text{ кг/м}^3$ ,  $\gamma = 1,4$ , и полученное из эксперимента значение  $\nu = 2,5 \text{ кГц}$ , находим:  $R_0 = 1,14 \text{ мм}$ . Данный результат подтверждает и уточняет приведенную выше оценку значения  $R_0$ .

При отрыве пузырька часть воздушной массы  $\Delta m$  уходит из полости. Оценку численного значения  $\Delta m$  можно получить по формуле:

$$\Delta m = \rho_g \frac{4}{3} \pi R_0^3,$$

где  $\rho_g$  - плотность газа (в данном случае – воздуха).

Принимая  $\rho_g = 1,29 \text{ кг/м}^3$  и приведенное выше значение  $R_0$ , находим  $\Delta m = 8 \cdot 10^{-9} \text{ кг} = 8 \cdot 10^{-3} \text{ мг}$ . Значение  $\Delta m$  оказывается даже несколько меньше, чем масса порции газа, пропускаемая магнитожидкостной мембраной [7]. Кроме того, рассматриваемый метод электромагнитной индикации размеров газовых пузырьков, окруженных нанодисперсной магнитной жидкостью, позволяет с высокой точностью определить размер и массу каждой порции газа, в то время как «мембранный» метод дает усредненное значение по большому количеству порций газа и нуждается в предварительной градуировке. Этот факт имеет значение при выборе устройства для высококачественного мониторинга процесса дозированной подачи газа в реактор [9].

## Выводы

1. Разработаны метод и экспериментальная установка для изучения возможности электромагнитной индикации размеров воздушных пузырьков, находящихся в нанодисперсной МЖ. Получены и проанализированы осциллограммы, несущие информацию о перемещениях частиц магнитной жидкости при образовании и колебаниях пузырька.

2. Метод электромагнитной индикации размеров газовых пузырьков в МЖ позволяет с высокой точностью определить размер и массу каждой порции газа. Этот факт имеет значение при выборе устройства для высококачественного мониторинга процесса дозированной подачи малых порций газа в реактор.

*Исследования выполнены в рамках выполнения проектной части государственного задания № 3.1941.2014/К.*

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. V.M. Polunin, M.L. Bovee, Myo Min Than, P.A. Ryapolov. Experimental study of an air cavity held by levitation forces. *Magnetohydrodynamics*. 2012. V. 48, № 3, pp. 557-566.

2. Полуниин В.М., Боев М.Л., Мьо Мин Тан, Карпова Г.В., Рослякова Л.И. Упругие свойства магнитной жидкости с воздушной полостью, удерживаемой силами левитации // Акустический журнал, 2013, том 59, № 1, с. 63-69.
3. M.L. Boev, V.M. Polunin, P.A. Ryapolov, G.V. Karpova, P.A. Prokhorov. Oscillations of a Bubble Separated from an Air Cavity under Compression Caused by Magnetic Field in a Magnetic Fluid // Acoustical Physics, 2014, Vol. 60, No. 1, pp. 29–33.
4. Баштовой В.Г., Берковский Б.М., Вислович А.Н. Введение в термомеханику магнитных жидкостей. – М.: ИВТАН, 1985. 188 с.
5. Polunin, V.M. On the dynamics of self-restoring of magnetic fluid membranes using a cavitation model / V.M. Polunin, I.A. Schabanova, M.L. Boev [et al.] // Magnetohydrodynamics. – 2011. - V. 47. - № 3. – P. 303-313.
6. Полуниин В. М., Шабанова И. А., Лобова О. В., Постников Е. Б. Кавитационная модель самовосстановления магнитожидкостной мембраны // Акуст. журн. 2012. Т. 58. № 3. С. 308-315.
7. Полуниин В.М. Акустические свойства нанодисперсных магнитных жидкостей – М.: Физматлит, 2012. – 384 с.
8. Сиротюк М.Г. Акустическая кавитация / М.Г. Сиротюк; отв. ред. В.А. Акуличев, Л.Р. Гаврилов; Тихоокеан. океанол. ин-т им. В.И. Ильичева ДВО РАН. - М. : Наука, 2008. – 271 с
9. Патент РФ №2273002. Дозатор газа [Текст] / С.Г. Емельянов, Н.С. Кобелев, В.М. Полуниин [и др.]. – № 2008106301/28; заявл. 18.02.2008; опубл. 10.09.2009. Бюл. № 25.

## ПРОЯВЛЕНИЕ НЕНЬЮТОНОВОСТИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В АКУСТОМАГНИТНОМ ЭФФЕКТЕ

**Полунин В.М., Стороженко А.М., Танцюра А.О., Чернышева Е.В.**

Юго-западный государственный университет

305040, г. Курск, ул. 50 лет Октября, 94, [storogenko\\_s@mail.ru](mailto:storogenko_s@mail.ru)



Полунин Вячеслав Михайлович – профессор, доктор физико-математических наук. С 1974 г. по настоящее время работает в ЮЗГУ. Автор более 300 научных публикаций, двух монографий по акустике магнитных жидкостей, под его руководством защитили кандидатские диссертации 20 аспирантов. Является зам. председателя диссертационного совета по защите докторских диссертаций, Председателем регионального отделения Российского акустического общества. Награжден двумя почетными знаками за вклад в науку и образование.



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». В настоящее время является доцентом кафедры нанотехнологий и инженерной физики ЮЗГУ. Имеет около 70 научных и методических публикаций.



Танцюра Антон Олегович окончил Юго-Западный государственный университет по специальности «Электроснабжение». В 2013 году защитил кандидатскую диссертацию на тему «Возмущение магнитного поля на границе звукового пучка в намагниченной магнитной жидкости». Имеет около 20 научных и методических публикаций.



Чернышева Елена Владимировна окончила бакалавриат Юго-Западного государственного университета по направлению подготовки «Нанотехнология». В настоящее время обучается в магистратуре по направлению подготовки «Нанотехнологии и микросистемная техника». Имеет 5 публикаций в сборниках трудов конференций.

При распространении звуковой волны в намагниченной магнитной жидкости (МЖ) наблюдается возмущение намагниченности, что приводит к возникновению переменной ЭДС в катушке индуктивности, прилегающей к границе звукового пучка. Этот эффект носит название акустомагнитного (АМЭ) и является результатом конкуренции процессов колебания концентрации магнитных наночастиц и их дезориентации ультрамалыми тепловыми колебаниями в адиабатной звуко-

вой волне [1-4]. Зависимость амплитуды индуцируемых электромагнитных колебаний от величины напряженности магнитного поля называют кривой АМЭ.

По данным [5] на начальном участке кривой намагничивания в диапазоне частот до  $10^5$  Гц отсутствуют заметные эффекты взаимодействия частиц в МЖ с концентрацией  $\leq 19\%$ . В таком случае уравнение кривой акустомагнитного эффекта принимает вид:

$$\Delta M / \Delta M_{\text{max}} = (M_0 / M_S) \left[ (1 + \gamma_* M_T / M_0) (1 + N_d M_H) \right]^{-1} + (\omega \tau)^2 \left[ 1 + (\omega \tau)^2 \right], \quad (1)$$

где  $\Delta M$  - амплитуда возмущения намагниченности,  $M_0$ ,  $M_n \equiv \left( \frac{\partial M}{\partial n} \right)_0$ ,  $M_T \equiv \left( \frac{\partial M}{\partial T} \right)_0$ ,  $M_H \equiv \left( \frac{\partial M}{\partial H} \right)_0$  - относятся к невозмущенной среде,  $N_d$  - динамический размагничивающий фактор,  $\gamma_* = q T c^2 C_p^{-1}$ ,  $M_S$  - намагниченность насыщения,  $\omega$  - круговая частота колебаний,  $\tau = \tau_1 (1 + N_d M_H)^{-1}$  - время релаксации магнитного момента,  $\tau_1$  - время релаксации компоненты намагниченности, параллельной вектору напряженности магнитного поля [6].

В области слабых магнитных полей полевая зависимость АМЭ является линейной с углом наклона к оси  $H$ :

$$\text{tg} \theta_A = (\chi / M_S) \left[ \left( 1 + k' \frac{T}{\chi} \cdot \frac{\partial \chi}{\partial T} \right) (1 + N_d \chi)^{-1} + (\omega \tau)^2 \right] / \left[ 1 + (\omega \tau)^2 \right], \quad (2)$$

где  $\chi$  - начальная магнитная восприимчивость,  $k' = q c^2 / C_p$ ,  $q \equiv -\rho^{-1} \frac{\partial \rho}{\partial T}$  - температурный коэффициент расширения;  $c$  - скорость распространения звука в МЖ в отсутствие магнитного поля;  $T$  - абсолютная температура;  $C_p$  - удельная теплоемкость при постоянном давлении и постоянной напряженности магнитного поля  $H$ .

Для характеристики начального участка кривой намагничивания введем параметр  $\text{tg} \theta_M \equiv \chi / M_S$ . Запишем выражение для  $(\text{tg} \theta_M / \text{tg} \theta_A)$ :

$$\frac{\text{tg} \theta_M}{\text{tg} \theta_A} = \frac{1 + (\omega \tau)^2}{\left( 1 + k' \frac{T}{\chi} \cdot \frac{\partial \chi}{\partial T} \right) (1 + N_d \chi)^{-1} + (\omega \tau)^2}. \quad (3)$$

Выражение (3) можно использовать для сравнения с результатами эксперимента в диапазоне частот, охватывающем область тепловой релаксации намагниченности.

Воспользовавшись известным обобщением теории парамагнетизма Ланжевена на суперпарамагнетики [7], получим:

$$\frac{\operatorname{tg}\theta_M}{\operatorname{tg}\theta_A} = \frac{1 + (\omega\tau)^2}{\frac{1 - k'}{1 + k''/3} + (\omega\tau)^2}, \quad (4)$$

где  $k'' = \frac{N_d\mu_0nm^2}{k_0T} = \frac{N_d\mu_0M_Sm^*}{k_0T}$ ,  $m^*$  - магнитный момент наночастицы,  $\mu_0$  - магнитная постоянная,  $k_0$  - постоянная Больцмана.

В частных случаях:

$$\text{- при } (\omega\tau)^2=0 \quad \frac{\operatorname{tg}\theta_M}{\operatorname{tg}\theta_A} = \frac{1 + k''/3}{1 - k'} \quad (5)$$

$$\text{- при } (\omega\tau)^2=1 \quad \frac{\operatorname{tg}\theta_M}{\operatorname{tg}\theta_A} = \frac{1 + k''/3}{1 + k''/6 - k'/2}. \quad (6)$$

Выражения (4)-(6) содержат в себе зависимости  $\operatorname{tg}\theta_M/\operatorname{tg}\theta_A$  от частоты звуковых колебаний  $\omega$  и времени тепловой релаксации намагниченности частицы  $\tau$  и в дальнейшем сравниваются нами с результатами эксперимента.

Объектом экспериментального исследования являлись образцы МЖ на основе магнетита, стабилизированного олеиновой кислотой в различных жидкостях-носителях:

- Образец MF-1 носитель – керосин;
- Образец MF-2 носитель ПЭС-2;
- Образец MF-3 носитель минеральное углеводородное масло;
- Образец MF-4 носитель – ПЭС-4;
- Образец MF-5 носитель синтетическое углеводородное масло.

Эти объекты предоставлены научно-исследовательской лабораторией прикладной феррогидродинамики ИГЭУ.

Физические параметры исследуемых образцов МЖ представлены в табл. 1, где введены следующие обозначения:  $\rho$  – плотность,  $\varphi$  – объемная концентрация твердой фазы,  $\varphi_M$  – объемная концентрация магнитной фазы,  $\eta$  – пластическая вязкость.

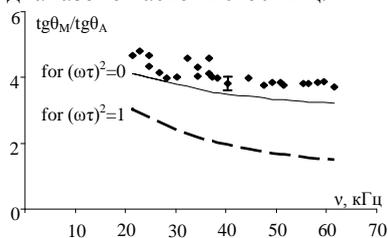
Таблица 1

	$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	$\varphi$ , %	$\varphi_M$ , %	$\chi$	$M_S$ , кА/м	$c$ , м/с	$q \cdot 10^3$ , 1/К	$C_p$ , Дж/кгК	$\eta$ , Па·с
MF-1	1252	10.6	8.5	2.8	35.1	937	0.91	1489	0.012
MF-2	1385	10.3	8.3	2.5	33.9	930	0.70	1375	0.125
MF-3	1282	10.3	8.2	2.6	33.6	1005	0.82	1283	0.368
MF-4	1405	10.2	8.2	2.6	34.1	954	0.69	1326	0.630
MF-5	1290	10.4	8.3	2.4	33.4	1024	0.82	1284	1.110

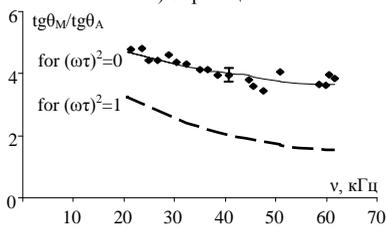
Измерения пластической вязкости проведено в лаборатории феррогидродинамики ИГЭУ по ГОСТ 26581-85 на ротационном вискозиметре "RHEOTEST RN 4.1". Параметры  $\rho$ ,  $q$  и  $C_p$  определялись экспериментальным путем в лаборатории молекулярной акустики КГУ на базе кафедры общей физики [8].

Частотно-полевая зависимость АМЭ изучалась на экспериментальной установке лаборатории наномасштабной акустики ЮЗГУ. Подробное описание блок-схемы установки и методики проведения эксперимента приведено в работе [3]. Магнитные параметры  $\chi$  и  $M_s$  вычисляются на основе кривых намагничивания  $M(H)$ , полученных в той же лаборатории баллистическим методом.

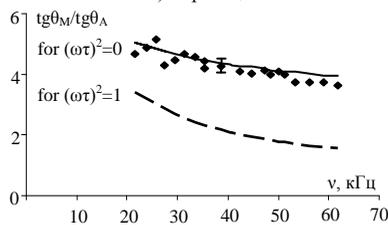
Для всех исследуемых в работе образцов МЖ получены зависимости относительной амплитуды АМЭ от величины магнитного поля в диапазоне частот 20-60 кГц.



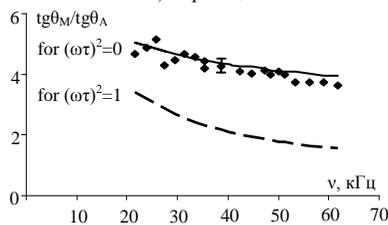
а) образец MF-1



б) образец MF-2



в) образец MF-3

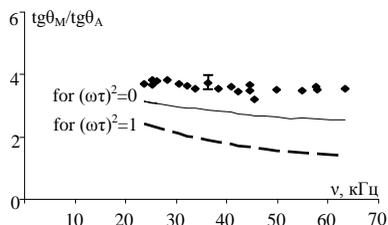


г) образец MF-4

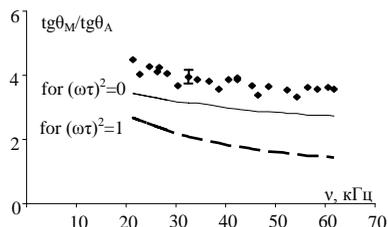


д) образец MF-5

Рис. 1. Отношение  $tg\theta_M/tg\theta_\Lambda$



е) образец MF-1



з) образец MF-2

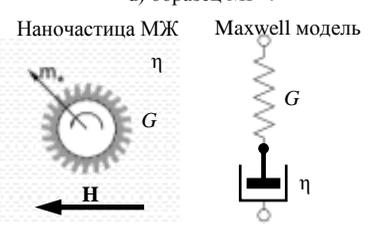


Рис. 2. Используемая модель

На рис. 1 представлены построенные по формулам (5) и (6) графики зависимостей величины  $\text{tg}\theta_M/\text{tg}\theta_A$  от частоты (линии) и соответствующие экспериментальные данные (заштрихованные ромбики). Сплошные линии – теоретические значения отношения  $\text{tg}\theta_M/\text{tg}\theta_A$  при  $(\omega\tau)^2 = 0$ , пунктирные линии – отношение  $\text{tg}\theta_M/\text{tg}\theta_A$  при  $(\omega\tau)^2 = 1$ . В расчетах используются значения магнитных моментов наночастиц дисперсной фазы  $m^*$  рассчитанные на основе начального участка кривых намагничивания образцов, а также значения динамического размагничивающего фактора  $N_d$ , полученные экспериментально в диапазоне частот 10-60 кГц в работе [4].

Следует отметить также, что значение  $\text{tg}\theta_M/\text{tg}\theta_A = 1$ , которое выполняется при  $\omega\tau \gg 1$ , еще в большей степени противоречит опыту. Соответствие между экспериментальными данными и теоретическими результатами, вычисленными по формуле (5), свидетельствует об отсутствии проявления тепловой релаксации намагниченности МЖ на начальном участке полевой зависимости АМЭ. Процессы возмущения намагниченности тепловыми колебаниями в звуковой волне происходят в предрелаксационной области, поскольку теоретические значения отношения тангенсов углов наклона, вычисленные в предположении  $(\omega\tau)^2 = 0$ , находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными.

Значение «релаксационной частоты»  $\nu_R \equiv 1/2\pi\tau_B$  для образцов MF-1, MF-2, MF-5, MF-3 и MF-4 составляет в порядке их следования 80 кГц, 27 кГц, 7.6 кГц, 6.1 кГц и 3.5 кГц. Поэтому, если в качестве критерия тепловой релаксации намагниченности принять соотношение  $\omega\tau_B \approx 1$ , то на исследуемых образцах МЖ (за исключением MF-1) в диапазоне частот 20 – 60 кГц это явление должно было бы получить экспериментальное подтверждение.

Таким образом, экспериментально, по отношению значений тангенса угла наклона начальных участков кривых намагничивания и акустомагнитного эффекта, установлен факт отсутствия тепловой релаксации намагниченности. Следовательно, окружающая наночастицу среда в нашем случае проявляет свойства неньютоновской жидкости, для которой характерна особая связь между скоростью деформации и напряжением.

Сдвиговую деформацию среды, вызванную вращательными колебаниями наночастицы, можно описать при помощи известной в теории вязко-упругих сред модели Максвелла [9,10]. Механическая модель Максвелла состоит их последовательно включенных пружинки и поршня (рис. 2). При таком включении деформация среды в окрестности наночастицы складывается из мгновенной упругой деформации,

характеризуемой модулем сдвига  $G$ , и запаздывающей вязкой деформации – течения среды, характеризующейся сдвиговой вязкостью  $\eta$ . Роль упругой компоненты в рассматриваемой модели выполняет мономолекулярный слой стабилизатора, а роль демпфера – окружающая дисперсионная среда.

Обособленность упругих свойств оболочки стабилизатора имеет физико-химическую природу: молекулы олеиновой кислоты своим полярным концом  $O^-H^+$  притягивается к поверхности твёрдой фазы, образуя на ней плотный мономолекулярный слой толщиной  $\delta \approx 2$  нм. Относительно плотноупакованная молекулярная структура стабилизатора обуславливает преимущественно упругую сдвиговую деформацию оболочки, характеризующуюся малым временем релаксации. В то время как значительная вязкость дисперсионной среды блокирует процессы течения при малых вращательных колебаниях наночастицы. «Мгновенная» деформация сдвига стабилизирующей оболочки в условиях ультрамалых колебаний температуры обеспечивает резкое снижение значений времени тепловой релаксации намагниченности  $\tau$  по сравнению со временем броуновской вращательной релаксации  $\tau_b$ .

Работа выполнена по госзаданию Министерства образования и науки РФ. Код проекта 3.1941.2014/К.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Полуниин, В.М. Акустические свойства нанодисперсных магнитных жидкостей / В.М. Полуниин // М.: Физматлит, 2012. – 384 с.
2. Полуниин В.М. Релаксация намагниченности и распространение звука в магнитной жидкости // Акуст. журн. 1983. Т. 29. № 6. С. 820-823.
3. Polunin V. M., Storozhenko A. M., Ryapolov P. A. Study of the interaction of physical fields in the acoustomagnetic effect for a magnetic fluid // Russian Physics Journal. 2012. Vol. 55, № 5. P. 536-543.
4. Полуниин В.М., Танцюра А.О., Стороженко А.М., Ряполов П.А. Исследование размагничивающего поля, индуцированного звуковой волной// Акуст. журн., 2013.Т.59, № 6. С. 709–713.
5. Hanson M. The frequency dependence of the complex susceptibility of magnetic liquids // J. Magn. Magn. Mat.. Vol. 96, Issues 1–3, 1 June 1991, P. 105-113
6. Шлиомис М.И. Магнитные жидкости // Успехи физ. наук. 1974. Т. 112. № 3. С. 427-459.
7. Chikazumi S. Physics of Ferromagnetism. 2nd edition. Oxford University Press, 1997. 668p.
8. Неручев Ю.А. Методика экспериментального определения изобарной теплоемкости органических жидкостей с помощью дифференциально-сканирующего калориметра / Ю.А. Неручев, О.С. Рышкова, В.И. Коротковский // ГСССД МЭ 197. М.: Стандартинформ, 2012.
9. Михайлов И.Г., Соловьев В.А., Сырников Ю.П. Основы молекулярной акустики. - М.: Наука, 1964. 514 с.
10. Тагер А.А. Физико-химия полимеров. Издание 4-е, переработанное и дополненное. - М.: Научный мир, 2007. - 576 с.

## ИЗУЧЕНИЕ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ ПО ДАННЫМ МАЛОУГЛОВОГО РЕНТГЕНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ И БАЛЛИСТИЧЕСКОГО МЕТОДА

Ряполов П.А., Орлов Е.Ю., Стороженко А.М., Чекаданов А.С.,  
Кузьменко А.П., Полунин В.М., Платонов В.Б.

Юго-западный государственный университет  
305040, г. Курск, ул. 50 лет Октября, 94, [orlov.eugene@bk.ru](mailto:orlov.eugene@bk.ru)

### 1. Введение

Магнитная жидкость (МЖ) – нанодисперсная коллоидная система, основу которой составляют частицы магнетита с размерами порядка 10 нм и жидкость-носитель. Для обеспечения агрегативной устойчивости магнитную жидкость стабилизируют с помощью поверхностно-активных веществ (ПАВ) [1-2].

Целью работы является изучение структурных параметров частицы магнетита, окруженной ПАВ, в различных жидкостях-носителях по данным МУРР и на основе кривой намагничивания, полученной баллистическим методом. В работе были исследованы образцы магнетитовой МЖ на основе воды, машинного масла и керосина.

### 2. Объект исследований

В качестве образцов для исследований были выбраны три магнитные жидкости. Образцы №1 и №2 были получены на кафедре ЮНЕСКО «Энергосбережение и возобновляемые источники энергии» Белорусского национального технического института. Образец №3 был получен в Проблемной научно-технической лаборатории прикладной феррогидродинамики Ивановского государственного энергетического университета. Характеристики образцов представлены в табл. 1.

Все образцы были получены методом химической конденсации из жидкой фазы в присутствии ПАВ. В образце №1 использовался двойной слой ПАВ, поскольку жидкость-носитель является полярной [3].

Указанные в табл. 1 магнитные параметры образцов получены на основе кривых намагничивания, полученных баллистическим методом в лаборатории наномасштабной акустики ЮЗГУ. Начальная магнитная восприимчивость рассчитана по экстраполяции начального участка зависимости  $M(H)$ , намагнитченность насыщения – по экстраполяции конечного участка зависимости  $M(1/H)$ .

Таблица 1

<b>Характеристики образцов МЖ</b>					
№	Жидкость-носитель	ПАВ	Концентрация магнетита ф, vol.%	Намагниченность насыщения $M_S$ , кА/м	Начальная магнитная восприимчивость $\chi_L$
1	Вода	Олеиновая кислота + олеат натрия	6,3	28,9	0,96
2	Машинное масло	Олеиновая кислота	12	35,6	0,93
3	Керосин	Олеиновая кислота	10,6	32,2	2,76

### 3. Методика эксперимента

Первая часть работы заключалась в исследовании структурных параметров МЖ методом малоуглового рентгеновского рассеяния.

Эксперимент МУРР проводился на установке SAXSess  $mc^2$  фирмы Anton Paar в Региональном центре нанотехнологий на базе Юго-Западного государственного университета. Получена функция рассеяния  $I_{\text{exp}}(q)$  в зависимости от вектора рассеяния  $q = (4\pi/\lambda) \sin(\theta/2)$ , где  $\lambda$  – длина волны рентгеновского излучения,  $\theta$  – угол рассеяния. Измерения проводились при постоянной температуре  $20^\circ\text{C}$ , образец наносился на покрывное стекло, после чего закреплялся в держателе и подвергался облучению в течение 15 минут в вакууме при давлении  $p \leq 4 \text{ мбар}$  при длине волны  $\lambda = 0,1542 \text{ нм}$ . Из полученной кривой рассеяния вычиталась фоновая кривая от покрывного стекла и от растворителя, а также темновой фон [4].

Полученная кривая обрабатывалась программным пакетом GIFT. Экспериментальная кривая аппроксимировалась функцией [4]:

$$I(q) \approx \langle F^2(q) \rangle S(q) \quad (1)$$

В этом выражении  $\langle F^2(q) \rangle$  – усредненный квадрат фактора частицы,  $S(q)$  – структурный фактор частицы. Для описания типа взаимодействия наночастиц магнетита в МЖ был выбран фактор твердых сферических частиц и структурный фактор, основанный на РУ-аппроксимации [4].

Функция распределения парных расстояний  $p(r)$  определялась исходя из формулы [5]:

$$I(q) = \int_{r=0}^{r_{\max}} p(r) \frac{\sin(qr)}{qr} dr \quad (2)$$

Оценка точности расчета функции  $p(r)$  проводилась методом Монте-Карло путем многократного расчета функции  $p(r)$  с добавлением случайных ошибок в экспериментальную кривую. Затем результаты усреднялись для получения наименьшего среднего отклонения теоретической функции рассеяния  $I(q)$  от экспериментальной функции рассеяния  $I_{\text{exp}}(q)$ .

Тем же методом было рассчитано объемное распределение наночастиц по размерам согласно формуле [5]:

$$I(q) = \int_{r=0}^{r_{\max}} D_V(r) V^2(r) F(qr) dr \quad (3)$$

где  $V(r)$  – объем частицы,  $F(qr)$  – заданный форм-фактор частицы.

Структурные параметры частиц МЖ были также рассчитаны на основе анализа полученных баллистическим методом кривых намагничивания образцов  $M(H)$ .

Блок-схема установки и методика эксперимента подробно описаны в работах [6], [7]. Максимальная величина напряженности внешнего магнитного поля в эксперименте составляла 600 кА/м.

Полученная полевая зависимость магнитного потока  $\Phi(B)$  переводилась в зависимость  $M(H)$  по расчетной формуле [6]:

$$M = \frac{2\Phi}{\pi\mu_0 d^2 N(1 - N_d)} \quad (4)$$

где  $d$  – внутренний диаметр капсулы с образцом,  $N$  – число витков в катушке,  $N_d$  – размагничивающий фактор для выбранной капсулы.

Полученная кривая аппроксимировалась функцией Ланжевена, описывающей процесс намагничивания слабоконцентрированной МЖ:

$$M(H) = M_s L(\xi), \quad L(\xi) = \text{cth}\xi - \frac{1}{\xi} \quad (5)$$

где  $\xi = \mu_0 m_* H / k_0 T$  – параметр Ланжевена, представляющий собой отношение магнитной энергии частицы к тепловой;  $M_S$  – намагниченность насыщения МЖ.

Предположение гамма-распределения наночастиц магнетита по размерам приводит к следующим расчетным выражениям [8]:

$$M_{teor}(H) = M_S \int f(r, \alpha, x_0) L(\xi V) dr, \quad \xi = M_{SO} H / kT$$

$$f(r, \alpha, x_0) = r^\alpha \frac{\exp(-r/x_0)}{x_0^{\alpha+1} \Gamma(\alpha+1)} \quad (6)$$

где  $M_{SO} = 477,7 \text{ кА/м}$  – намагниченность насыщения магнетита [7],  $V = 4\pi r^3/3$  – объем наночастицы в предположении, что она является шаром радиуса  $r$ ;  $f(r, \alpha, x_0)$  – функция гамма-распределения с параметрами  $\alpha, x_0$ ;  $\Gamma(\alpha+1)$  – гамма-функция Эйлера.

Для определения параметров распределения частиц МЖ по размерам с учетом межчастичных взаимодействий можно записать следующую систему уравнений [6], [8]:

$$\frac{(\alpha+5)^3 - \alpha - 5}{(\alpha+2)^3 - \alpha - 2} = \frac{\langle m_*^2 \rangle}{\langle m_* \rangle^2} \quad x_0^3 = \frac{6 \langle m_* \rangle}{\pi M_{SO} (\alpha+1)(\alpha+2)(\alpha+3)} \quad (7)$$

$$\langle m_* \rangle = M_S / n \quad \langle m_*^2 \rangle = 3kT \chi_L / \mu_0 n$$

где  $\langle m_* \rangle$  – средний магнитный момент частицы;  $\langle m_*^2 \rangle$  – средний квадрат магнитного момента частицы;  $M_{SO}$  – намагниченность насыщения магнетита;  $M_S$  – намагниченность насыщения МЖ;  $\chi_L$  – начальная магнитная восприимчивость МЖ;  $n$  – количественная концентрация магнитных частиц.

В данном случае предполагается, что магнитный момент наночастиц магнетита равен произведению их объема на удельную намагниченность насыщения магнетита.

#### 4. Обсуждение результатов

Двумя вышеописанными методами были получены функции распределения наночастиц МЖ по размерам, величины среднего диаметра частиц магнетита и диаметра преобладающих по количеству частиц – табл. 2 и рис. 1.

Таблица 2

<b>Структурные параметры магнитных жидкостей</b>				
Номер образца	Средний диаметр наночастиц, нм		Диаметр преобладающих наночастиц, нм	
	Баллистический метод	МУРР	Баллистический метод	МУРР
1	5,9	6,1	3,7	7,2
2	6,4	5,7	4	7,5
3	9,4	7,7	6	7,8

Расчитанные указанными методами средние размеры частиц отличаются друг от друга в пределах от 3% до 18%, что объясняется чувствительностью методов к различным факторам, определяющим конечный результат измерений. Размер преобладающих наночастиц, полученный в методе МУРР, превышает размер преобладающих наночастиц, рассчитанный по данным баллистического метода.

Это объясняется следующими особенностями методов:

- Метод определения структурных параметров магнитных наночастиц по кривой намагничивания основывается на анализе лишь магнитных свойств ферромагнитных ядер частиц, поэтому не дает каких-либо сведений об оболочках ПАВ.
- Метод МУРР дает сведения о структурных параметрах оболочки ПАВ вследствие рассеяния рентгеновского излучения на градиенте электронной плотности, создаваемой оболочкой [9]:

Приведенные факты позволяют оценить размер оболочек ПАВ наночастиц для магнитных жидкостей с различными основами. Результаты расчетов представлены в табл. 3.

Таблица 3

### Оценка структурных параметров оболочек ПАВ

Магнитная жидкость	Жидкость носитель	ПАВ	Ширина оболочки ПАВ, нм
1	Вода	Олеиновая кислота + олеат натрия	3,5
2	Машинное масло	Олеиновая кислота	1,9
3	Керосин	Олеиновая кислота	1,8

Данные для образцов №2 и №3 согласуются с приведенными в работах [6], [10], [11] эффективными размерами молекулы олеиновой кислоты (около 2 нм). В образце №1 превышение в ~1,8 раза рассчитанной ширины оболочки ПАВ может быть объяснено наличием двойного слоя стабилизатора.

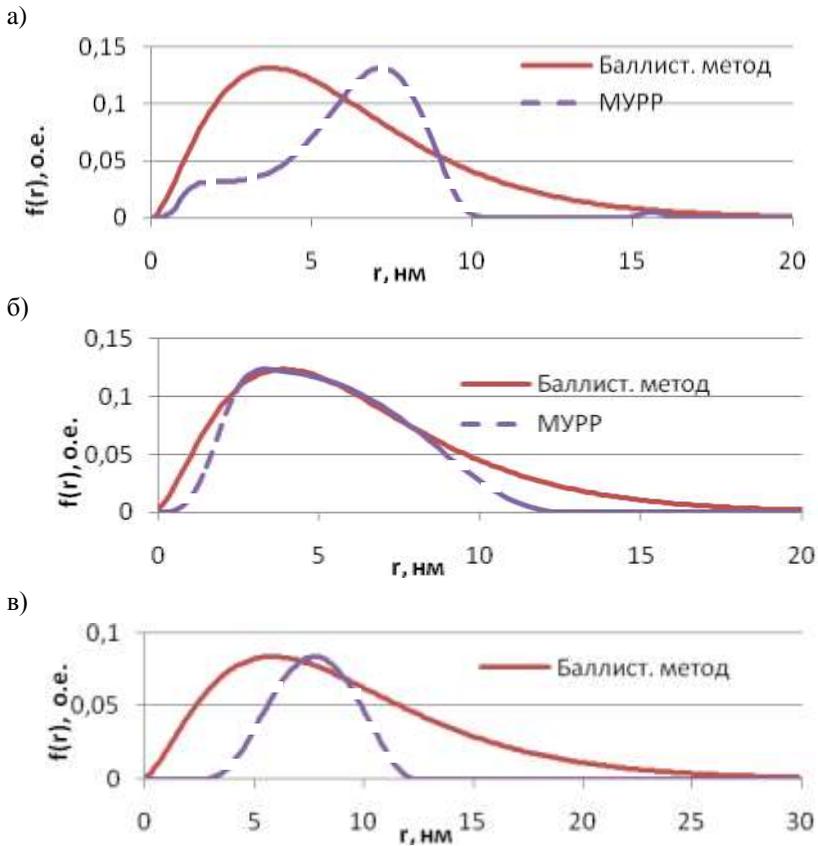


Рис. 1. Распределение наночастиц по размерам, полученное баллистическим методом и методом МУРР:

а) для образца №1; б) для образца №2; в) для образца №3

*Работы выполнены при поддержке гранта Президента РФ МК-5515.2014.8*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

- 1 Patent № 3215572 US MPK Low viscosity magnetic fluid obtained by the colloidal suspension of magnetic particles [Текст] / S.S. Rappell, 1965.
- 2 Розенцвайг, Р.Э. Феррогидродинамика [Текст] / Р.Э. Розенцвайг // Успехи физ. наук, 1967. – Т. 92. – № 2. – С. 339 – 343.
- 3 Грабовский, Ю.П. Некоторые вопросы стабилизации магнитных жидкостей в углеводородных средах // Сб. науч. трудов 11ой Международной Плесской конф. по магнитным жидкостям. Иваново: ИГЭУ, 2004. – С. 8-13.

- 4 R. J. Baxter, *J. Chem. Phys.* 49, 2770 (1968).
- 5 Д. И. Свергун, Л. А. Фейгин. Рентгеновское и нейтронное малоугловое рассеяние. – М.: Наука, 1986. – 279с.
- 6 Ряполов П.А. Исследование нанодисперсной фазы магнитных жидкостей на основе акустомагнитного эффекта [Текст]: автореф. диссертации к.ф.-м.н. // Ряполов П.А. – Курск: ЮЗГУ, 2010. – С. 53.
- 7 Полунин В.М. Магнитогранулометрический и акустогранулометрический анализ нанодисперсной фазы высококонцентрированной МЖ / Полунин В.М., Стороженко А.М., Танцюра А.О., Сычев Г.Т. / Известия ЮЗГУ. Серия физика и химия. 2011. - №2. – С. 15-21.
- 8 Pshenichnikov, A.F. Magneto-granulometric analysis of concentrated ferrocolloids [Text] / A.F. Pshenichnikov, V.V. Mekhonoshin, A.V. Lebedev // *J. Magn. Magn. Mater.*, 1996. – Vol. 161. – P. 94-162.
- 9 А.Ф. Скрышевский. Структурный анализ жидкостей и аморфных тел. – М.: Высшая школа, 1980. 328с.
- 10 Упругие свойства магнитожидкостных уплотнений [Текст] / Карпова, Г.В. Карпова, [и др.] ; Курский гос. техн.ун-т. – М., 2001, 9.02.01, С. 14 Деп. в ВИНТИ № 344.
- 11 Mohammad AlSheikhly, Michael G. Simic. Chain-propagation length of linoleic acid peroxidation aqueous monomeric and micellar system / *J. Phys. Chem.* 93, 3103-3106 (1989).

## ЗАРЯДООБРАЗОВАНИЕ НА ГРАНИЦЕ ПМС И НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫЙ ЭЛЕКТРОД

**Кузько А. Е.**

Юго-Западный государственный университет  
305040, г. Курск, 50 лет Октября, 94; E-mail: kuzko@mail.ru



Кузько Андрей Евгеньевич в 1993 году закончил физико-математический факультет Курского государственного педагогического института. В 2002 году защитил диссертацию по физике конденсированного состояния "Исследование электрофизических процессов в электрогидродинамических устройствах" на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук. Автор имеет 60 научных публикаций, в том числе 20 статей, патент РФ на изобретение, 7 статей в иностранных журналах. С 2013 работает доцентом на кафедре нанотехнологий и инженерной физики Юго-Западного государственного университета.

Уровень практического применения электрогидродинамических течений в устройствах тепло- и массообмена, несмотря на небольшой возраст электрогидродинамики как науки, остаётся недостаточным. Что объясняется наличием достаточно большого числа взаимосвязанных нерешённых научных проблем. К ним можно отнести трудности описания инжекционных функций на границе раздела фаз жидкий диэлектрик – поверхность металлического электрода, проблема в удалении паразитного заряда из жидкости, электрохимических загрязнений рабочей жидкости и поверхности электродов, исследования и описания функций двойного электрического слоя в динамическом режиме, описания комплексообразования и др. В настоящее время, с развитием и плотным применением новых методов исследования (атомно-силовой и электронной микроскопии, рентгенофазных и рамановских методов исследования и др.) возникла возможность успешного преодоления данных проблем.

Одна из задач состоит в описании и управлении зарядообразования на границе металл-диэлектрическая жидкость. Решение её связано с созданием на поверхности электродов упорядоченных массивов микро- или наноструктур и описанием инъекций зарядов с их вершин в зависимости от геометрических параметров самих структур и их взаимного расположения. Этому созвучны работы по автоэлектронной эмиссии с вершин углеродных нанотрубок в холодных катодах [1, 2]. В отношении наноструктур на границе металл-жидкий диэлектрик,

требуются исследования их размерных эффектов в совокупности с размерными свойствами ещё одного нанообразования двойного электрического слоя на [3].

В целях повышения эффективности электроконвективного теплообмена, интерес представляют особенности зарядообразования в системе полиметилсилоксановая жидкость (ПМС) и наноструктурированные электроды под действием электрических полей. В качестве теплоносителя взята кремнеорганическая жидкость ПМС-50, так как она имеет достаточно низкую вязкость, которая мало уменьшается с увеличением температуры (для ПМС-20, 50, 100 при температуре 20 °С кинематическая вязкость составляет 18 – 105 мм<sup>2</sup>/с, а при 50 °С – 14 – 55 мм<sup>2</sup>/с), устойчивость к термическому разложению, высокую химическую стойкость по отношению к электрохимическим реакциям и при контактировании с окислителем, а также температуру кипения больше 250 °С. В качестве электродов использовались плоскопараллельные отполированные с элементами травления пластины меди, вольфрама до качества 20 нм. Топография поверхностей представлена на рис. 1.

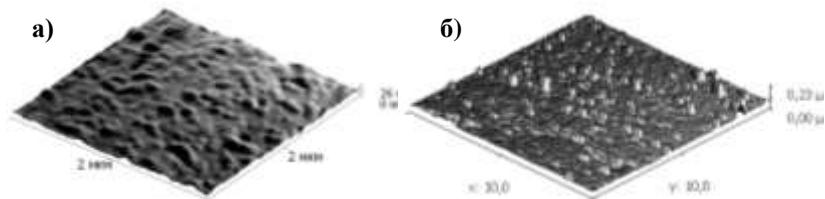


Рис. 1. АСМ-топология поверхности медного – а) и вольфрамового – б) электродов, отполированных до качества 20 нм.

После развитой электроконвекции (ЭК) на поверхности наноструктурированных электродов, как на аноде, так и на катоде, под действием электрических полей появляется ряд различных типов самоорганизованных структур. На рис. 2 показаны снимки микроструктур анода, получившихся при напряжённости между плоскопараллельными медными электродами 20 кВ/см на чистой полиметилсилоксановой жидкости ПМС-50. Полное время ЭК 4 часа. Контроль за развитием структур осуществлялся через каждые 15 минут. В центральной области электродов жидкость ПМС-50 образовала на поверхности электрода полимеризовавшийся, подобно контаминации, под действием локальных электрических полей структур слой с отверстиями (порами). На рис. 2 а, б это видно при последовательной фокусировке конфокальной камеры на полимеризовавшийся слой (а) и на его поверх-

ность (б). Сравнение масштабов и взаимного расположения наноструктур-кристаллитов на рис.1 и структур в виде пор на рис. 2 а) размером порядка 200-300 нм показывают на наличие сквозного движения зарядов от наиболее выступающих вершин на поверхности меди. Последние представляют собой центры зарядообразования и одновременно полимеризации индуцированной электрическим полем, так как анализ раман-спектров показал полную идентичность спектра чистой ПМС и наблюдаемого слоя, т. е. набор функциональных групп дающих пики на спектре остался тот же. Снимок верхней части слоя показывает на развитую структуру микровихрей с поперечным размером порядка 2 мкм. При пробое между электродами с образованием пузырьков такой полимеризовавшийся слой может отслаиваться, образуя сито с микро (или нано) порами.

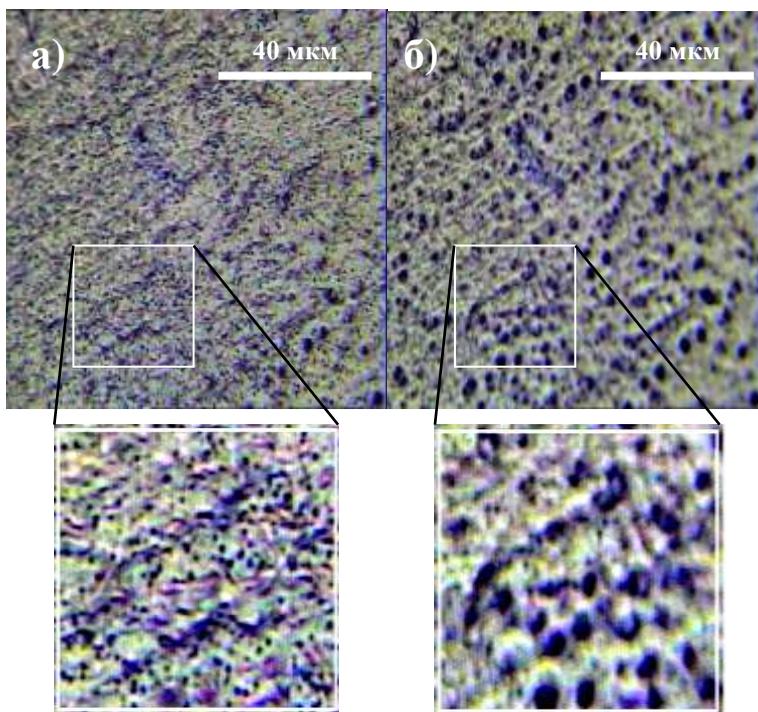


Рис. 2. Образование плёнки с центрами зарядообразования и соответствующими микровихрями при ЭК в ПМС-50 на аноде: а) – при фокусировке камеры непосредственно у поверхности металла; б) – в верхней части плёнки

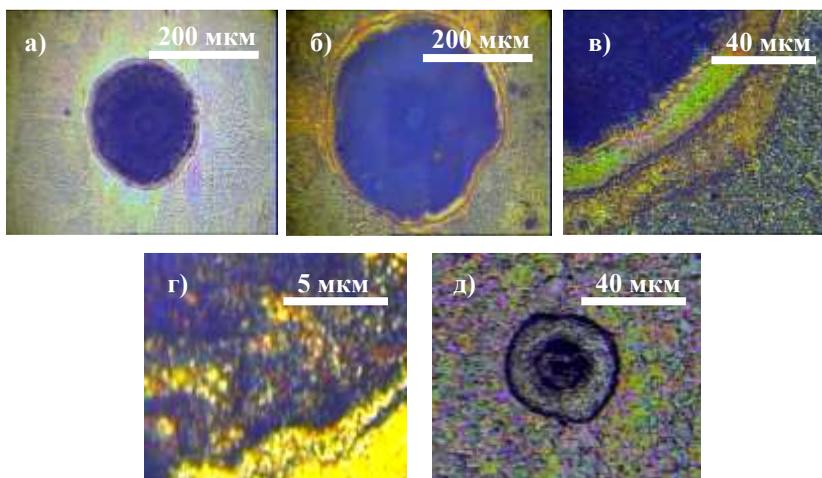


Рис. 3. Эрозия в виде тёмного пятна на катоде ( $E = 5$  кВ/см): а) – через 15 минут электроконвекции, б) – через 45 минут, в) – край структуры, г) – обнажение наноструктур из кристаллитов Cu, д) – кольцевая эрозия

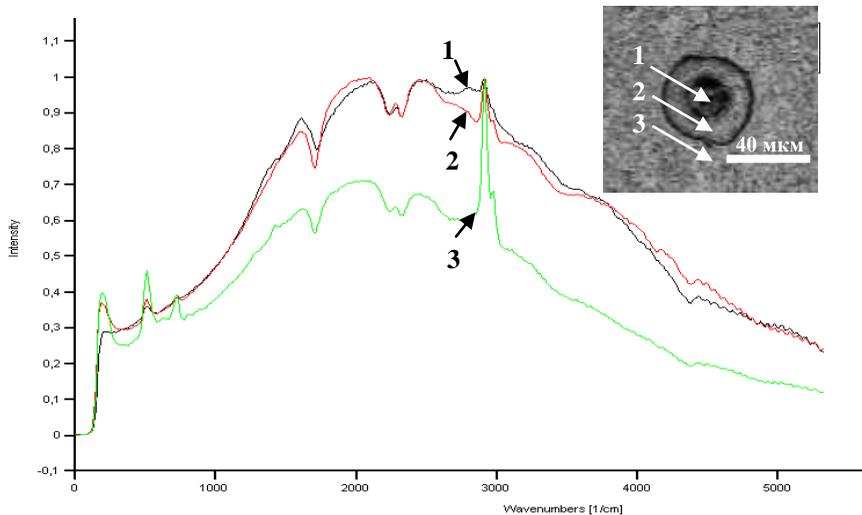


Рис. 4 – Эрозивная структура в виде кольца на катоде и спектры комбинационного рассеяния в разных участках (15 мин, 5 кВ)

На рис. 3 изображены характерные структуры для катода – в виде тёмных пятен (а) и колец (д), которые образовались при напряжённо-

сти 5 кВ/см после ЭК в ПМС с инициирующими конвекцию с катода примесными добавками кристаллического йода. Рис. 4 а, б, соответствуют одной и той же структуре соответственно через 15 и 45 минут ЭК. Видно увеличение по площади в 2,5 – 3 раза и образование на периферии сложной адсорбционной структуры (рис.3 б, в). На границе тёмной внутренней области (адсорбированного йода) пятна эрозии наблюдаются наноструктуры в виде кристаллитов меди (рис.3 г). Замечено, что КР-спектры центров всех эрозивных структур показывают на малое количество рабочей жидкости, что говорит об отсутствии смачивания в этих областях и отсутствии диффузионного слоя и его срыве в этих областях зарядообразования при развитой электроконвекции (рис. 4).

Очевидно, что полимеризацию вызывают наиболее сильные локальные поля, находящиеся на вершинах самых высоких поверхностных наноструктур. Они являются центрами инжекции зарядов и областями начальной эрозии металла. В этих областях молекулы жидкости ионизируются, образуются радикалы, вызывающие полимеризацию. Таким образом, с помощью электроконвекции можно управлять полимеризацией и получать пористые мембраны. Образование типов структур определяется как качеством поверхности (адсорбционными центрами, дефектами), так и характеристиками жидкости и её примесными добавками, процессами комплексобразования в жидкости. Поэтому для создания управляемой электроконвекции требуется поиск редокс-систем [4] и размерных эффектов двойного электрического слоя и наноструктур поверхности электродов [3], исключающих деградацию электродов и обеспечивающих высокий уровень зарядообразования.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Белецкий М.Д., Бочаров Г.С., Елецкий А.В. Усиление электрического поля в холодных полевых катодах на основе углеродных нанотрубок / М.Д.Белецкий, Г.С.Бочаров, А.В.Елецкий // ЖТФ. – 2010. – Т.80, вып.2. – С. 130 – 137.
2. Stetsenko B.V. On relation between the autoemitter top field, anode voltage and cathode geometry / B.V. Stetsenko, A.I. Shchurenko // Problems of Atomic Sci. and Techn. – 2009. – N 1. Plasma Physics. P. 136 – 138.
3. Петрий О.А. Размерные эффекты в электрохимии / О.А. Петрий, Г.А. Цирлина // Успехи химии. – 2001. – Т.70, №4. – С. 330 – 344.
4. Жакин А.И. Редокс-системы в электрогидродинамике и расчёт электрогидродинамических течений / А.И. Жакин // Магнитная гидродинамика – 1982. – №2. – С. 70 – 78.

## ДВОЙНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО СЛОЯ ФЕРРОЖИДКОСТИ НА ЖИДКОЙ ПОДЛОЖКЕ

**Бушуева К.А.**

Институт механики сплошных сред УрО РАН,  
614013, г. Пермь, ул. Академика Королева, д. 1



Бушуева Кристина Андреевна окончила Пермский государственный педагогический университет в 2007 году. Имеет 43 научных публикаций, в том числе 20 статей, 5 статей в иностранных журналах. В настоящее время является младшим научным сотрудником лаборатории динамики дисперсных систем в Институте механики сплошных сред УрО РАН.

### Введение

Неустойчивость свободной поверхности во внешнем магнитном поле представляет собой одно из наиболее ярких проявлений специфических свойств магнитной жидкости. При достижении некоторого критического значения  $H_c$  составляющей магнитного поля, ортогональной к свободной поверхности, последняя становится неустойчивой по отношению к малым возмущениям [1].

Влияние вертикального магнитного поля на достаточно толстые ( $\geq 3$  мм) слои магнитной жидкости, как правило, ограничивается их деформацией с образованием гексагонального рельефа либо системы параллельных ребер [2]. Использование жидкой подложки для подобных слоев позволяет им деформироваться одновременно с двух сторон вплоть до распада на капли [3].

Даная работа посвящена экспериментальному исследованию распада горизонтального слоя феррожидкости на жидкой подложке под действием однородного вертикального магнитного поля.

### Методика эксперимента

В эксперименте была использована феррожидкость на основе керосина, слой которой располагался на жидкой подложке из перфтороктана  $C_8F_{18}$ . Физико-химические свойства используемых в эксперименте жидкостей представлены в таблице.

Жидкость	Плотность $\rho$ , г/см <sup>3</sup>	Поверхностное натяжение $\sigma$ , дин/см	Кинематическая вязкость $\nu$ , сПз	Начальная магнитная восприимчивость $\chi_0$
МЖ	1.37	23.5	4.2	7.0
$C_8F_{12}$	1.76	15.8	0.8	–

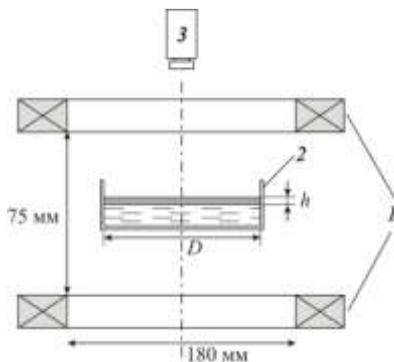


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – катушки Гельмгольца; 2 – кювета с созданной в ней двухслойной системой жидкостей; 3 – видеокамера

ходного (сплошного) слоя, который при этом считался плоским,  $D$  – внутренний диаметр заполняемой кюветы.

Напряженность  $H$  магнитного поля, создаваемого катушками, регулировалась с помощью стабилизированного источника питания GPR – 7550 D. Для регистрации рельефа слоя феррожидкости и возникающей затем упорядоченной системы капель использовалась аналоговая видеокамера 5, установленная над катушками Гельмгольца.

## Результаты

Относительно небольшая толщина слоя и отсутствие специального демпфирования экспериментальной установки создают условия для возникновения возмущений свободной и межфазной поверхности феррожидкости в виде гравитационно-капиллярных волн. Однородное вертикальное магнитное поле усиливает эти возмущения и приводит к формированию на свободной поверхности слоя феррожидкости рельефа в виде пента- либо гексагональных ячеек (рис. 2), как и в случае твердой подложки [2]. Подобный рельеф, но только с другим пространственным периодом, возникает и на границе с перфтороктаном. При этом степень деформации нижней границы слоя оказывается существенно выше, т.к. перепад плотности на ней в три раза меньше, а изменение поверхностного натяжения – в шесть раз [3]. В результате, по сравнению со случаем твердой подложки, разрыв слоя должен происходить при значительно меньших значениях критической напряженности  $H_c$  магнитного поля, так как для этого достаточно, чтобы

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. В ходе опытов кювета в виде короткого вертикального цилиндра 2, изготовленного из боросиликатного стекла, диаметром  $D = 89.0$  мм помещалась на горизонтальную площадку между вертикально ориентированными катушками Гельмгольца 1. Ось кюветы совпадала с осью катушек. Затем в кювете создавалась система жидкостей в виде двух слоев, толщина которых определялась как  $h = m / \rho S$ , где  $m$  – масса жидкости,  $S = \pi D^2 / 4$  – площадь ис-

суммарная амплитуда возмущений обеих поверхностей слоя превысила его толщину.

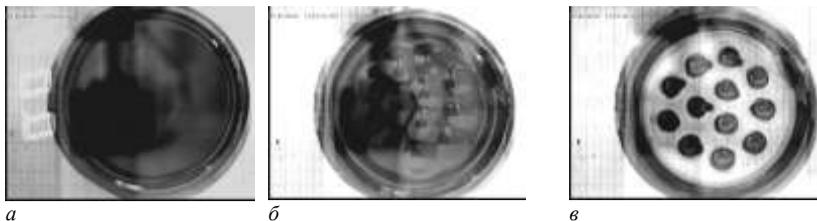


Рис. 2. Развитие деформации слоя феррожидкости под действием однородного вертикального магнитного поля. Толщина слоя  $h = 2.8$  мм. Напряженность поля  $H$ , кА/м: 0 (а), 6.4 (б), 6.5 (в). Диаметр кюветы  $D = 59.4$  мм

Образующие упорядоченную структуру капли имеют вид плавающих конусов, погруженных вершиной в жидкость подложки. При дальнейшем увеличении напряженности капли продолжают вытягиваться вдоль поля: конусы достигают дна кюветы, а затем растут вверх, образуя пики известного "цветка Розенцвейга".

Критическая напряженность поля  $H_c$  медленно возрастает с исходной толщиной слоя (рис. 3). При этом сильное влияние оказывает величина магнитной восприимчивости феррожидкости. В частности, трехкратное увеличение магнитной восприимчивости вызывает снижение критической напряженности поля примерно в два раза (кривые 1 и 3). В то же время значение  $H_c$  очень слабо зависит от диаметра кюветы, что следует из сравнения кривых 1 и 2. Последнее обстоятельство позволяет – при возможности – проводить сопоставление со случаем полубесконечного слоя.

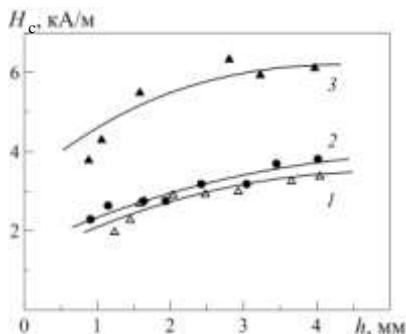


Рис. 3. Критическая напряженность магнитного поля в зависимости от толщины слоя феррожидкости с различной начальной магнитной восприимчивостью  $\chi$ : 2.0 (3), 7.0 (1, 2).  $D$ , мм: 59.4 (1, 3), 89.0 (2)

Полученные в эксперименте данные могут быть использованы для верификации результатов теоретической работы [4], в которой рассмотрена деформация горизонтального слоя феррожидкости (2) конечной толщины  $h$ , сверху (1) и снизу (3) ограниченного немагнитными жидкостями (рис. 4).

Физико-химические параметры этих жидкостей обозначены соответственно их нумерации на схеме рис. 4: плотности  $\rho_1, \rho_2, \rho_3$  и коэффициенты поверхностного натяжения  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ , причем  $\sigma_h = \sigma_2 - \sigma_3$ . В отсутствие внешнего воздействия система жидкостей устойчиво стратифицирована, поскольку  $\rho_1 > \rho_2 > \rho_3$ . Включение однородного вертикально ориентированного магнитного поля вызывает развитие неустойчивости Розенцвейга на обеих межфазных поверхностях феррожидкости вплоть до распада ее слоя на отдельные участки (при амплитуде возмущений, сравнимой с толщиной слоя).

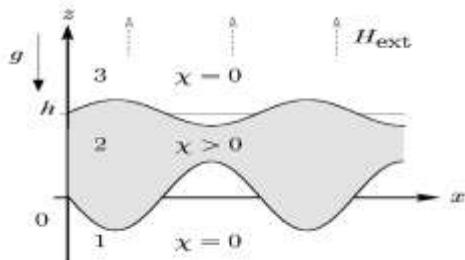


Рис. 4. Двумерная схема бесконечного горизонтального слоя феррожидкости 2 толщиной  $h$ , зажатого между двумя немагнитными жидкостями 1, 3 бесконечной толщины в гравитационном  $g$  и магнитном поле  $H_{ext}$ . [4]

В работе [4] для удобства все расстояния представлены в единицах, обратных критическому волновому числу

$$k_c = \sqrt{\frac{(\rho_2 - \rho_3)g}{\sigma_h}} \quad (1)$$

неустойчивости Розенцвейга бесконечно глубокого слоя феррожидкости, а магнитные поля – в единицах, соответствующих критической напряженности поля Розенцвейга

$$H_c = \sqrt{\frac{(1 + \chi)(2 + \chi)2\sqrt{(\rho_2 - \rho_3)g\sigma_h}}{\chi^2\mu_0}} \quad (2).$$

Для нахождения формы, принимаемой межфазными поверхностями феррожидкости под действием постоянного вертикального магнитного поля, в [4] использовалось условие минимума полной энергии  $E$ , состоящей

из гидростатической, поверхностной и магнитной компонент. Представив деформацию свободной и межфазной поверхностей феррожидкости в виде гармонических функций, было получено выражение для полной энергии слоя феррожидкости как функции двух переменных – напряженности магнитного поля  $H$  и волнового вектора возмущений поверхности  $k$ . Распад слоя происходит в тот момент, когда его полная энергия становится равной нулю  $E = 0$ . Получаемая в этом случае нейтральная кривая  $H(k)$  была нами построена по выкладкам, представленным в [4], для разрываемого слоя феррожидкости толщиной  $h = 2.9$  мм в экспериментальной кювете диаметром  $D = 89$  мм.

Подставляя в формулы (1) и (2) физико-химические параметры используемых в эксперименте жидкостей, нами была построена зависимость напряженности магнитного поля  $H$  от волнового числа  $k$  в безразмерном виде.

Некоторое отклонение экспериментальных точек от теоретической кривой объясняется тем, что в опытах толщина разрываемого слоя варьировалась (от 2 до 3 мм), а также тем, что физико-химические параметры используемых жидкостей несколько изменялись от опыта к опыту (в частности, за счет испарения и очень медленной диффузии керосина в перфтороктан).

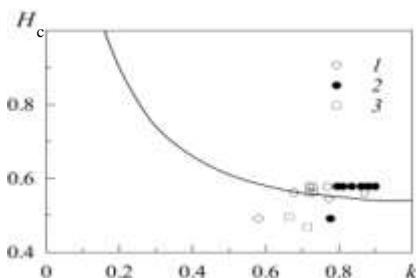


Рис. 5. Напряженность магнитного поля  $H$  в зависимости от волнового числа  $k$  для слоя феррожидкости толщиной  $h = 2.9$  мм при  $E = 0$ .

Сплошная линия – теория, точки – эксперимент: 1 –  $t > \tau$ , 2 –  $t < \tau$ ,  $D = 89$  мм; 3 –  $t > \tau$ ,  $D = 59$  мм ( $t$  – время, за которое напряженность магнитного поля увеличивается от нуля до  $H_c$ ,  $\tau = hD/4\nu$  – вязкое время для слоя феррожидкости)

Обобщенные экспериментальные данные представлены на рис. 6 в виде зависимости критической напряженности поля  $H_c$ , при которой возникает разрыв, от толщины разрываемого слоя  $h$  в безразмерном виде. Величина отклонения  $H_c(h)$  от среднего значения (сплошная линия) при одинаковой толщине слоя имеет значение порядка 10 % для разных феррожидкостей и разных кювет (см. рис. 6). Это отклонение

объясняется большим временным интервалом между сериями опытов и, связанной с ним небольшой вариацией температуры окружающей среды и степени смачивания стенок кюветы (за счет усовершенствования процесса очистки кювет).

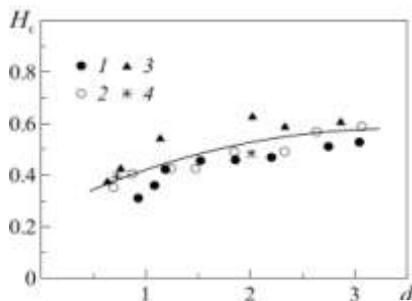


Рис. 6. Критическая напряженность магнитного поля  $H_c$  в зависимости от толщины слоя феррожидкости в безразмерном виде. Начальная магнитная восприимчивость  $\chi$ : 2.0 (3), 7.0 (1, 2), 5.2 (4). Диаметр кювет  $D$ , мм: 59.4 (1, 3, 4), 89.0 (2)

### Заключение

Использование жидкой подложки позволяет разорвать такие слои феррожидкости, деформация которых на твердой подложке в том же диапазоне напряженностей поля ограничивается лишь периодическим возмущением поверхности.

Полученные экспериментальные данные для критических величин напряженности магнитного поля и пространственного периода неустойчивости поверхности феррожидкости находятся в хорошем согласии с теоретическим описанием распада слоя магнитной жидкости на капли, разработанном для «магнитожидкостных сэндвич-структур» [4].

*Работа выполнена при поддержке Программы ТО РАН (проект № 12-Т-1-1008) и проекта РФФИ-Урал № 13-01-96041 и 14-01-96007.*

### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Шлиomis М.И. Магнитные жидкости // Успехи физических наук. – 1974. – Т. 112. – Вып. 3. – С. 427–458.
2. Барков Ю.Д., Баштовой В.Г. Экспериментальное исследование неустойчивости плоских слоев намагничивающейся жидкости // Магнитная гидродинамика. – 1977. – № 4. – С. 137–144.
3. Bushueva С.А. Drop structures formed by ferrofluid in the uniform magnetic field // Magnetohydrodynamics. – 2013. – Vol. 49, No. 3–4. – P. 598–602.
4. Rannacher D., Engel A. Double Rosensweig instability in a ferrofluid sandwich structure // Phys. Rev. E. – 2004. – Vol. 69. – Iss. 6. – P. 066306.

## КАПИЛЛЯРНОЕ ПОДНЯТИЕ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

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

Северо-Кавказский федеральный университет,  
355009, г. Ставрополь, ул. Пушкина, 1. E-mail: mkrt-levon@yandex.ru

Управление движением жидкости в пористой среде представляет научный интерес и имеет ряд практических приложений в химической технологии, геофизике и других отраслях. Предпринимались исследования возможностей применения в подобных задачах магнитных жидкостей, движение которых может контролироваться внешним магнитным полем, что представляет собой перспективную возможность в виду отсутствия необходимости прямого контакта с жидкостью и пористой средой для целей управления движением [1–3]. В данной работе представлено дальнейшее развитие экспериментальных исследований движения магнитной жидкости в пористых средах.

Для лучшего понимания процессов, сопряженных с движением магнитной жидкости в пористой среде, представляет интерес изучение поведения жидкости в отдельном капилляре. Были проведены экспериментальные исследования поднятия магнитной жидкости в цилиндрическом капилляре при наличии градиентного магнитного поля. Для этого стеклянный капилляр внутренним диаметром 200 мкм устанавливался вертикально, а его нижний конец помещался в резервуар с магнитной жидкостью. На движение жидкости в капилляре воздействовало стационарное магнитное поле, создаваемое электромагнитом. Градиент магнитного поля был направлен вертикально вниз или вертикально вверх. Измерялась высота максимального поднятия жидкости в капилляре, а также время достижения жидкостью определенной высоты при различных значениях тока, питающего электромагнит. В экспериментах применялась магнетитовая магнитная жидкость на основе керосина. Плотность жидкости составляла  $1000 \text{ кг/м}^3$ .

Было обнаружено, что высота максимального поднятия жидкости в капилляре возрастает, если градиент магнитного поля направлен вверх, и убывает, если градиент магнитного поля направлен вниз. Воздействие магнитного поля также влияет на скорость движения жидкости в капилляре. Она возрастает при градиенте магнитного поля направленном вверх и убывает, если градиент направлен вниз. На рисунке 1 в логарифмическом масштабе представлены экспериментально полученные зависимости высоты поднятия магнитной жидкости в капилляре от времени при различных значениях тока, питающего

электромагнит. Градиент магнитного поля в данном случае был направлен вниз. Зависимости были получены путем видеосъемки процесса капиллярного поднятия и последующей обработки видео.

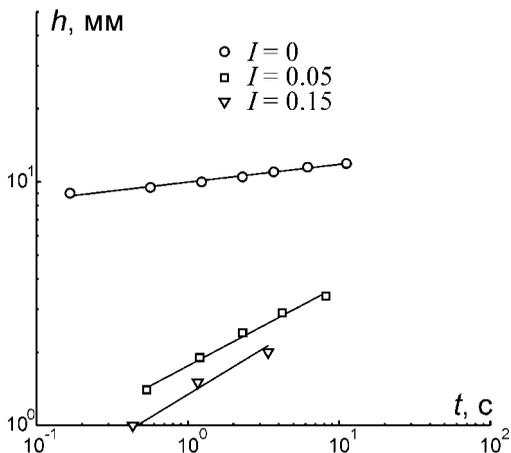


Рис. 1. Экспериментальная зависимость высоты поднятия магнитной жидкости в капилляре от времени.

Далее были проведены исследования движения магнитной жидкости в пористой среде, в качестве которой выступал песок. Песок засыпался в вертикально установленную цилиндрическую стеклянную трубку внутренним диаметром 5 мм. Нижний конец трубки закрывался тканью и опускался в резервуар с магнитной жидкостью. Измерялась высота максимального поднятия жидкости в трубке с песком, а также время достижения жидкостью определенной высоты при воздействии градиентного магнитного поля. Было обнаружено, что высота максимального поднятия жидкости в трубке возрастает, если градиент магнитного поля направлен вверх, и убывает, если градиент магнитного поля направлен вниз. Воздействие магнитного поля также влияет на скорость движения жидкости в трубке с песком. Она возрастает при градиенте магнитного поля направленном вверх и убывает, если градиент направлен вниз. На рисунке 2 представлены экспериментально полученные зависимости высоты поднятия магнитной жидкости в трубке от времени в отсутствие и при наличии магнитного поля, градиент которого направлен вниз.

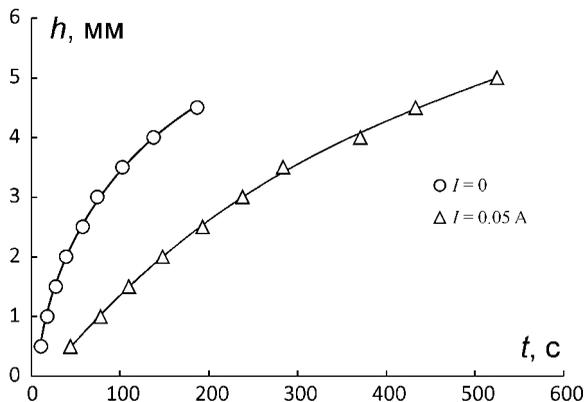


Рис. 2. Экспериментальная зависимость высоты поднятия магнитной жидкости в трубке с песком от времени.

*Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 14-03-00312\_a), а также Министерства образования и науки РФ в рамках задания на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности в рамках базовой части государственного задания (No 2014/216).*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Borglin S.E., Moridis G.J., Oldenburg C.M. // *Transport in Porous Media*. 2000. Vol. 41. P. 61–80.
2. Hajjani P., Larachi F. // *Int. Rev. Chem. Eng.* 2009. Vol. 1. N. 3. P. 221–237.
3. Bashtovoi V., Bossis G., Kuzhir P., Reks A. // *J. Magn. Magn. Mater.* 2005. Vol. 289. P. 376–378.

## ПОВЕДЕНИЕ КАПЕЛЬ ДИСКООБРАЗНОЙ ФОРМЫ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ СО СПОНТАННО НАМАГНИЧЕННЫМИ АГРЕГАТАМИ В НЕОДНОРОДНЫХ ПЕРЕМЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

**Диканский Ю.И., Борисенко О.В., Беджанян М.А.**

Федеральное государственное автономное образовательное  
учреждение высшего профессионального образования

«Северо-Кавказский Федеральный Университет» ,

355009, г. Ставрополь. ул. Пушкина, 1, [boricenko.o.v@gmail.com](mailto:boricenko.o.v@gmail.com)

Магнитные жидкости [1, 2], синтезированные более полувека назад, до сих пор представляют интерес для исследователей, как в научном, так и в прикладном аспекте.

Одной из актуальных проблем в области данного направления является исследование особенностей свойств магнитной жидкости при возникновении в ней структурных упорядоченных систем.

В работе исследовалось поведение капель дискообразной формы магнитной жидкости (МЖ) на поверхности воды при воздействии неоднородных постоянных и переменных магнитных полей. В качестве исследуемых образцов применялись МЖ на основе керосина, стабилизированные олеиновой кислотой, при этом один из них являлся однородным без каких либо включений, другой содержал хорошо развитую систему намагниченных агрегатов, которые ранее исследовались в работе [3]. Проводилось сравнение поведения капель дискообразной формы без агрегатов, и со спонтанно намагниченными агрегатами. Для исследований выбирались магнитные жидкости с одинаковой намагниченностью в исследуемом диапазоне полей.

Для исследования особенностей движения капли магнитной жидкости в неоднородном маг-



Рис. 1. Схема экспериментальной установки по изучению особенностей движения капли магнитной жидкости в неоднородном магнитном поле

нитном поле применялась установка, схема которой представлена на рисунке 1. Она представляла собой катушку цилиндрической формы 1, вдоль оси которой располагается стеклянная кювета 6 с плоскопараллельными стенками, наполненная водой. На поверхность воды с помощью медицинского шприца вводилась капля 7 магнитной жидкости, плотность которой меньше плотности воды. Для придания капле МЖ дискообразной формы в воду добавлялось небольшое количество поверхностно-активного вещества. В левом положении переключателя 2 по обмотке пропускается электрический ток от источника постоянного напряжения 3 GPD-74303S, что позволяло получать постоянное неоднородное поле регулируемой величины. В правом положении переключателя по обмотке пропускается переменный ток регулируемой частоты в диапазоне  $0,5 \div 5$  Гц от генератора 4 AFG-73051 с использованием усилителя мощности 5 LV103.

Процесс движения капли фиксировался с помощью цифровой видеокамеры при частоте съёмки 300 кадров в секунду, что позволило в последующем воспроизводить полученные видеозаписи на мониторе компьютера в замедленном режиме с целью анализа изменения формы капли в процессе её движения и изучения временной зависимости координаты центра масс капли.

В отсутствии магнитного поля исследуемый объект представлял собой тонкий слой магнитной жидкости дисковидной формы на поверхности воды. При включении неоднородного постоянного магнитного поля капля, не содержащая спонтанно намагниченных агрегатов, принимает форму эллипса и приходит в направленное движение, перемещаясь поступательно в область сильного магнитного поля. При этом эксцентриситет капли по мере её приближения к катушке возрастает, что приводит к изменению силы сопротивления окружающей среды. В результате скорость и координата капли изменяются во времени быстрее, чем это должно происходить в случае движения в магнитном поле твёрдого ферромагнетика, обладающего неизменной формой.

Исследования поведения капель в переменном магнитном поле проводились в диапазоне частот от 0,5 до 5 Гц. При этом капли, не содержащие спонтанно намагниченные агрегаты, также поступательно



Рис. 2. Фотографии пульсирующей капли в переменном неоднородном магнитном поле.

перемещались в область сильного поля. Однако, в переменном поле наблюдалась пульсация формы капли (рис. 2), обусловленная переменным характером напряжённости магнитного поля. При частотах порядка 1,5–2 Гц наблюдалось уменьшение амплитуды колебаний капли, а при частотах поля порядка 5 Гц колебания формы полностью прекращались, и капля перемещалась поступательно, сохраняя эллиптическую форму, характеризующуюся некоторым средним значением эксцентриситета.

При исследовании движения капель со спонтанно намагниченными агрегатами в тех же полях форма капли изменялась незначительно, однако, наряду с поступательным движением, наблюдались колебательно-вращательные движения капли относительно направления магнитного поля, амплитуда которых возрастала с ростом частоты поля. Вблизи некоторой критической частоты (для исследованных капель порядка 1 Гц), наблюдалось стабильное вращение капли. Направление вращения капли носило случайный характер, то есть при воспроизведении эксперимента капля вращалась либо по часовой стрелке, либо против. По мере дальнейшего роста частоты скорость вращения убывала, и при частотах выше 1 Гц капля вновь совершала колебательно-вращательное движение, амплитуда которого убывала с ростом частоты магнитного поля. При частотах выше 4 Гц колебательно-вращательное движение капли прекращалось, и объект совершал только поступательное движение.

Анализ микросъёмки исследуемых образцов позволил обнаружить влияние на спонтанно намагниченные агрегаты ориентирующего действия переменного магнитного поля. При частотах поля меньших и больших критической частоты агрегаты совершают колебательно-вращательное движение. По мере приближения к критической частоте наблюдается эффект синхронизации колебательно-вращательного процесса [4], в результате чего большинство агрегатов приходят в состояние

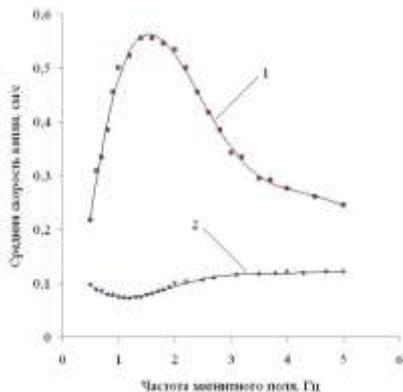


Рис. 3. Зависимость средней скорости поступательного движения капель от частоты магнитного поля:

1 – для капель, не содержащих агрегаты; 2 – для капель со спонтанно намагниченными агрегатами.

стабильного вращения, что и приводит к наблюдаемым особенностям поведения капель в переменном магнитном поле.

В работе исследована зависимость средней скорости поступательного движения капель в неоднородном магнитном поле. Результаты исследований графически представлены на рисунке 3, из которого следует, что скорость капель, не содержащих спонтанно намагниченные агрегаты (кривая 1), существенно выше скорости капель с подобными агрегатами (кривая 2). При этом скорость движения капель, содержащих агрегаты, с ростом частоты убывает, достигая минимального значения в области критической частоты 1 Гц, при которой колебательно-вращательное движение капли замещается стабильно вращательным движением. По мере дальнейшего роста частоты скорость поступательного движения вновь возрастает. Капля при этом совершает колебательно-вращательное движение с уменьшающейся по мере увеличения частоты амплитудой. При частотах магнитного поля порядка 3 Гц и выше капля продолжала двигаться только поступательно. По-видимому, такой характер движения обусловлен одновременным участием капли в поступательном и вращательном движении, при этом при уменьшении интенсивности вращательного (или колебательного) движения приводило к увеличению доли расхода накачиваемой переменным полем магнитной энергии на поступательное движение. При частоте поля порядка 3 Гц и выше колебательно вращательное движение прекращается, в связи с чем, скорость поступательного движения капли, достигая максимальной величины, стабилизируется.

Капля, не содержащая агрегаты, в переменном неоднородном поле, как отмечалось выше, также участвует одновременно в двух видах движения: поступательном и колебательном. Однако, так как в процессе движения капли периодически изменяется её эксцентриситет, то происходит изменение средней силы сопротивления среды, что и приводит к более сложному характеру ее движения по сравнению с движением капли в постоянном неоднородном поле.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Фертман Е.Е. Магнитные жидкости. Минск.: «Высшейшая школа», 1988.
2. Блум Э.Я., Майоров М.М., Цеберс А.О. Магнитные жидкости. Рига.: «Зинатне», 1986.
3. Yu. I. Dikansky, [D. V. Gladkikh](#), [S. A. Kunikin](#) and [A. A. Zolotukhin](#), Magnetic ordering in colloidal systems of single-domain particles, Vol. 48, No. 3, 493-502, 2012.
4. M. Belovs and A. Cebers. Synchronization of magnetic dipole rotation in an ac magnetic field. J. Phys. A: Math. Theor. 44 (2011) 295101 (16pp).

## ЭЛЕКТРОКОНВЕКТИВНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В СЛОЕ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

Диканский Ю.И., Закинян А.Р., Коробов М.И.

Северо-Кавказский федеральный университет, 355009, г. Ставрополь,  
ул. Пушкина, 1. E-mail: zakinyan.a.r@mail.ru

В последнее время был выполнен ряд исследований особенностей формирования комплексных структур в тонких слоях различных коллоидных систем при развитии в них электрогидродинамических течений под действием электрического поля [1–3]. Новые возможности для дальнейшего развития исследований подобного рода открываются благодаря применению магнитных коллоидов, способных эффективно взаимодействовать как с электрическим, так и с магнитным полями. Ранее уже предпринимались исследования ряда гидродинамических, а также кинетических свойств магнитных коллоидов в электрическом и магнитном полях [4–9]. Так же в работах [10–13] было показано, что в электрическом поле в тонких слоях магнитных коллоидов могут формироваться упорядоченные микроструктурные образования. Отличительной особенностью данных структур, возникающих в магнитном коллоиде, является возможность специфического влияния на процесс их формирования магнитным полем. В данной работе представлено дальнейшее развитие исследований процесса структурообразования в тонком слое магнитного коллоида при действии электрического и магнитного полей, приведены новые экспериментальные данные и их обсуждение.

Объектом исследования являлся магнитный коллоид, дисперсная фаза которого представляла собой наночастицы магнетита ( $\sim 10$  nm), а дисперсионная среда была представлена керосином. Объемная концентрация твердой фазы составляла  $\approx 23$  %, эффективная начальная магнитная восприимчивость равнялась  $\mu \approx 5.6$ , эффективная диэлектрическая проницаемость составляла  $\varepsilon \approx 7$ . Электрическое поле создавалось парой прозрачных электродов, на которые подавалось постоянное напряжение. Пространство между электродами заполнялось исследуемым коллоидом. Толщина слоя составляла  $\sim 100$   $\mu\text{m}$ . Изучалось влияние дополнительно приложенного магнитного поля на электроконвективные процессы и структурообразование в слое магнитного коллоида. Для этого подавалось постоянное магнитное поле, параллельное электрическому, создаваемое парой катушек Гельмгольца. Для наблюдения структур и определения критических электрических полей, являющихся нижней границей их образования, использовались

прямые визуальные наблюдения посредством оптического микроскопа. Кроме того, исследовалось рассеяние света тонкими слоями коллоида. Для этого перпендикулярно слою магнитного коллоида пропускался луч лазера (длина волны 640 nm). Интенсивность света, рассеянного в результате дифракции на структурных образованиях, регистрировалась с помощью фотоприемника, при этом, вследствие достаточно малой мощности лазерного излучения, последнее не оказывало влияния на структуру и динамику коллоидной системы.

В опытах использовались магнитные коллоиды с различной электрической проводимостью, значения которой находились в пределах 0.87–1.22  $\mu\text{S}/\text{m}$ . Изменение проводимости достигались путем введения в среду малых количеств ионизирующих керосин добавок (в основном, кристаллического йода), существенным образом меняющих проводимость, практически не влияя на остальные электрические и магнитные свойства жидкости.

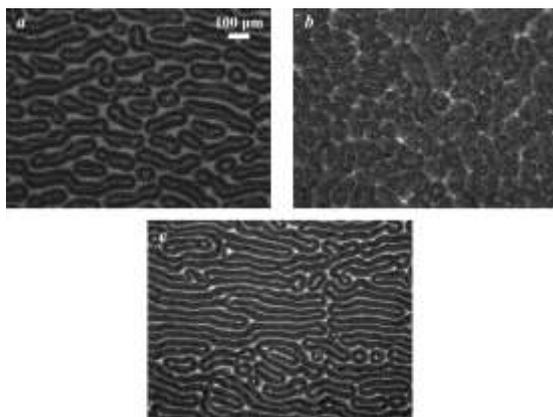


Рис. 1. Вид образующихся структур при воздействии электрического поля:  $a-U=2.5$  В,  $\sigma=1.05$  мкСм/м;  $b-U=4.5$  В,  $\sigma=1.05$  мкСм/м;  $c-U=2.5$  В,  $\sigma=1.22$  мкСм/м.

Примеры структур, возникающих в слое магнитного коллоида под действием постоянного электрического поля, при различных значениях проводимости жидкости и приложенного напряжения представлены на рис. 1. Было установлено, что существует некоторое критическое значение электрического напряжения  $U_c$ , ниже которого структуры не образуются и среда остается однородной. По мере увеличения напряжения выше критического, возникающие образования вначале формируют ячеистую структуру (рис. 1а), близкую к гексаго-

нальной, при дальнейшем же увеличении поля, ячейки начинают объединяться, образуя лабиринтные структуры (рис. 1*b*). Отличие структур от гексагональных, по всей видимости, связано с искажающим влиянием неровностей поверхности электродов. Увеличение проводимости среды производит эффект аналогичный увеличению электрического поля, структура ячеек начинает напоминать лабиринтную структуру (рис. 1*c*).

Установлено, что образование структур в коллоиде при подаче на ячейку напряжения выше критического происходит по истечении некоторого промежутка времени, зависящего от величины напряжения. Иллюстрацией этого могут быть приведенные на рис. 2 графики зависимости относительной величины интенсивности рассеянного света от времени после подачи напряжения различной величины на электроды ячейки. На основе анализа зависимости интенсивности рассеяния света от времени после включения поля, можно определить характерное время образования структур. Как видно из рисунка, время образования структур уменьшается при увеличении напряжения.

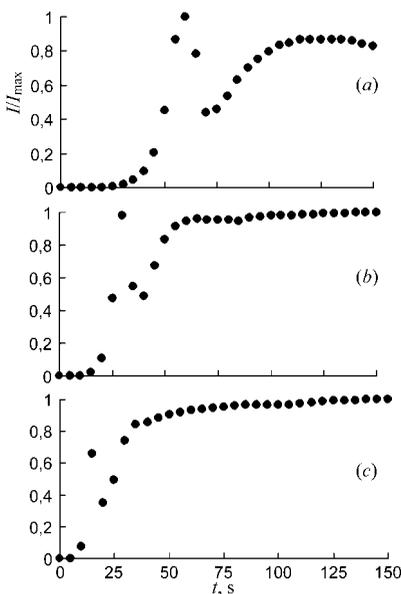


Рис. 2. Динамика рассеяния света на образующихся структурах в отсутствие магнитного поля ( $\sigma=1.05$  мкСм/м): *a* –  $U=3.0$  В, *b* –  $U=4.0$  В, *c* –  $U=5.0$  В.

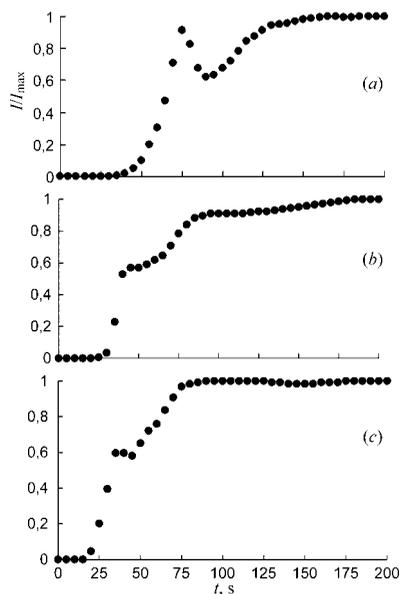


Рис. 3. Динамика рассеяния света на образующихся структурах при воздействии магнитного поля ( $U=2.5$  В,  $\sigma=1.05$  мкСм/м): *a* –  $H=0$  кА/м, *b* –  $H=1,6$  кА/м, *c* –  $H=3.2$  кА/м.

Динамика рассеяния света на возникающих структурах при дополнительном воздействии на среду магнитного поля показана на рис. 3. Видно, что при воздействии магнитного поля характерные времена также уменьшаются. В ходе экспериментов были проведены измерения критического электрического поля, в зависимости от приложенного магнитного поля. Полученные данные представлены на рис. 4. Также была исследована зависимость критического электрического поля от проводимости жидкости. Эти данные приведены на рис. 5.

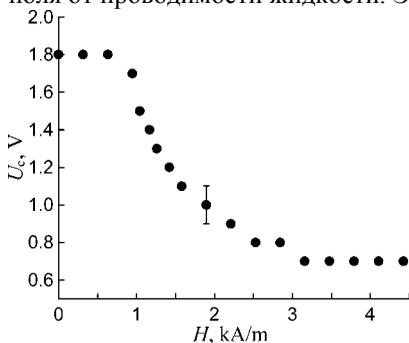


Рис. 4. Зависимость критической разности потенциалов от магнитного поля ( $\sigma=1.05$  мкСм/м).

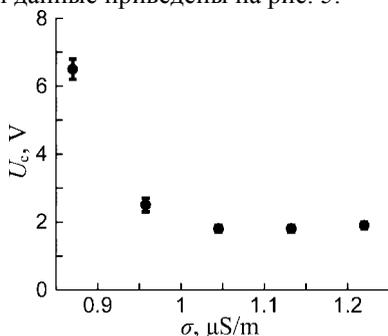


Рис. 5. Зависимость критического электрического поля от проводимости среды.

Наблюдающаяся в представленных опытах объемная электроконвекция, по-видимому, не связана напрямую с наличием в среде коллоидных частиц, они играют роль пассивных индикаторов возникающих устойчивых течений. Описанные выше структуры являются проявлением ламинарных электроконвективных течений, которые, при увеличении электрического поля, переходят в турбулентный режим, что также наблюдалось в экспериментах. Время образования структур в слое магнитного коллоида и критическое электрическое поле, при котором они возникают, должны соответствовать характерному времени развития электроконвективной неустойчивости и критической напряженности электрического поля, при которой она возникает. Дополнительная ионизация среды приводит к интенсификации наблюдающихся электроконвективных течений.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 14-03-00312\_a), а также Министерства образования и науки РФ в рамках задания на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности в рамках базовой части государственного задания (№ 2014/216).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

4. Nan Y., Grier D.G. // J. Chem. Phys. 2005. Vol. 122. 164701.
5. Nan Y., Grier D.G. // J. Chem. Phys. 2006. Vol. 125. 144707.
6. Nan Y., Grier D.G. // J. Chem. Phys. 2012. Vol. 137. 014504.
7. Chekalov V.V., Pjuch P.M., Kandaurova N.V., Bondarenko E.A. // J. Magn. Magn. Mater. 2005. Vol. 289. P. 155–158.
8. Кожевников В.М., Чуенкова И.Ю., Данилов М.И., Ястребов С.С. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 7. С. 129–131.
9. Кожевников В.М., Чуенкова И.Ю., Данилов М.И., Ястребов С.С. // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 2. С. 51–57.
10. Закинян А.Р., Вегера Ж.Г., Борисенко О.В. // ЖТФ. 2012. Т. 82. Вып. 3. С. 30–36.
11. Ерин К.В., Диканский Ю.И. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. Вып. 10. С. 58–65.
12. DikanskyYu.I., Nechaeva O.A. // Magnetohydrodynamics. 2001. Vol. 37. No. 4. P. 394–397.
13. DikanskyYu.I., Nechaeva O.A. // Magnetohydrodynamics. 2002. Vol. 38. No. 3. P. 287–291.
14. Duan X., Luo W. // Int. J. Mod. Phys. B. 2001. Vol. 15. N 6, 7. P. 837–841.
15. Диканский Ю.И., Нечаева О.А. // Коллоид журн. 2003. Т. 65. № 3. С. 338–342.
16. Диканский Ю.И., Вегера Ж.Г., Закинян Р.Г., Нечаева О.А., Гладких Д.В. // Коллоид журн. 2005. Т. 67. № 2. С. 161–166.

## **ПРОЦЕССЫ СТРУКТУРИРОВАНИЯ В МАГНИТНЫХ КОЛЛОИДАХ С НАМАГНИЧЕННЫМИ АГРЕГАТАМИ ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

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

Северо-Кавказский федеральный университет  
355009, г. Ставрополь, ул. Пушкина 1. E-mail: [dikansky@mail.ru](mailto:dikansky@mail.ru)

Магнитные жидкости, являющиеся магнитными коллоидными наносистемами, до сих пор остаются средами, привлекающими внимание исследователей в связи с отрывающимися новыми аспектами их физических свойств. Известной проблемой в области магнитных жидкостей остается возможность возникновения в них магнитного упорядочения [1-6]. Нами [4, 7] было обнаружено возникновение хорошо развитой системы намагниченных агрегатов в магнитной жидкости на основе керосина при определенных условиях, а в работах [8, 9] проведены исследования магнитных свойств объемных образцов и тонких слоев магнитных коллоидов, содержащих подобные агрегаты. Как оказалось [8], на намагничивание таких образцов существенное влияние оказывают процессы структурной организации намагниченных агрегатов в результате их взаимодействия между собой (при достаточно большой их концентрации) и с внешними полями. Очевидно, эти процессы должны приводить и к особенностям других макроскопических свойств таких коллоидов (оптических, реологических и электрических), в связи с чем, их изучение становится актуальным. Ранее нами были исследованы особенности структурной организации намагниченных агрегатов при воздействии скрещенных переменного и постоянного магнитных полей [9]. В настоящей работе представлены результаты исследований структур, образующихся в магнитных коллоидах с намагниченными агрегатами, при воздействии эллиптически поляризованного вращающегося магнитного поля.

Изучение структурных образований проводилось с помощью наблюдений в оптический микроскоп, снабженный тремя парами катушек Гельмгольца (рис.1). Такая конструкция намагничивающей системы позволяла создавать не только постоянные и переменные поля различного направления, но и вращающееся магнитное поле, как в вертикальной, так и в горизонтальной плоскости.

Тонкий слой с исследуемым образцом располагался горизонтально. Эллиптически поляризованное вращающееся магнитное поле создавалось в вертикальной плоскости, перпендикулярно слою с образцом магнитного

коллоида. Исследовалось влияния степени эллиптичности вращающегося магнитного поля на поведение намагниченных агрегатов.

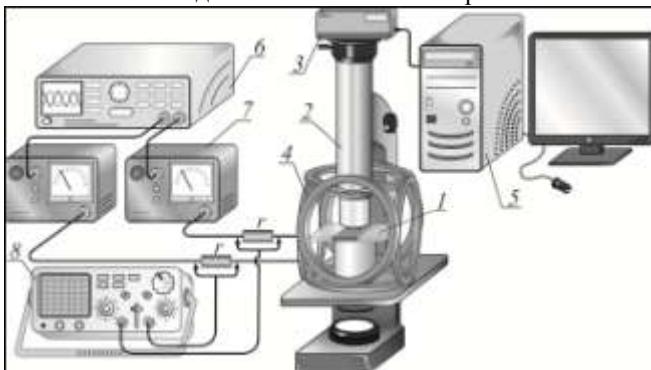


Рис. 1. Схематическое изображение установки для оптических наблюдений: 1 – образец магнитного коллоида, 2 – микроскоп, 3 – цифровая фотокамера, 4 – катушки Гельмгольца, 5 – компьютер, 6 – генератор, 7 – усилитель, 8 – осциллограф

Результирующее магнитное поле складывается из поперечной  $H_{\perp}$  и продольной  $H_{\parallel}$  к слою составляющих. В экспериментальных исследованиях отношение их амплитудных значений  $H_{\perp}/H_{\parallel}$  изменялась в пределах от  $\infty$  (линейная поляризация перпендикулярно слою) до 0 (линейная поляризация вдоль слоя) следующим образом:  $\infty, 5, 4, 3, 2, 1, 1/2, 1/3, 1/4, 1/5, 0$ . Максимальные амплитудные значения каждой составляющей поля были равны  $3,2 \text{ кА/м}$ . Кроме того, проводилось исследование влияния дополнительно приложенного постоянного магнитного поля (максимальное значение  $H = 2 \text{ кА/м}$ ), направленного перпендикулярно плоскости вращающегося поля.

Для получения информации об особенностях поведения агрегатов проводилось дополнительное исследование рассеяние света тонкими слоями магнитных жидкостей, содержащих такие объекты. В качестве источника света использовался луч лазера (длина волны  $630 \text{ нм}$ ), который пропускался перпендикулярно слою магнитной жидкости.

Поведение ансамблей магнитных частиц во внешнем вращающемся магнитном поле определяется особенностью их межчастичного диполь-дипольного взаимодействия. При этом, как показано в [10], плоскость вращающегося поля является притягивающей для частиц и в результате формируется объемная структура из частиц, ориентированная по плоскости вращающегося поля.

Действительно, как показали проведенные экспериментальные исследования, при воздействии вращающегося магнитного поля в магнитном коллоиде с хорошо развитой системой намагниченных агрегатов происходит формирование упорядоченных структур. Причем характер возникающих структур в достаточной степени зависит от частоты и соотношений  $H_{\perp}/H_{\parallel}$  составляющих вращающегося поля. Было обнаружено, что при низких частотах вращающегося поля и наличии только перпендикулярной слою составляющей ( $H_{\perp}/H_{\parallel} = \infty$ ) мелкие агрегаты выстраиваются по полю перпендикулярно слою, а более крупные формируют сложные извилистые структуры (рис. 2). Увеличение частоты переменного поля приводит к уменьшению размера таких структур. При частоте 15 Гц агрегаты перестают объединяться, оставаясь обособленными. Дальнейшее увеличение частоты приводит к разбиению агрегатов на более мелкие, которые ориентированы по направлению поля.

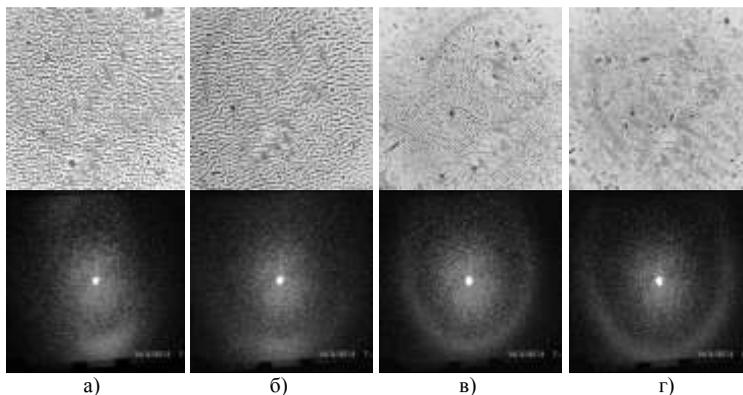


Рис. 2. Структуры, формирующиеся в системе намагниченных агрегатов, и соответствующие им дифракционные картины при различных частотах  $f$  вращающегося магнитного поля: а) 3 Гц, б) 10 Гц, в) 15 Гц, г) 20 Гц, и соотношении составляющих поля  $H_{\perp}/H_{\parallel} = \infty$ .

Появление горизонтальной составляющей поля  $H_{\parallel}$  приводит к резкой трансформации структуры. В этом случае, вращающиеся перпендикулярно плоскости слоя агрегаты образуют длинные нити, вдоль которых могут перемещаться более крупные образования (рис. 3). Достаточно хорошая регулярность образовавшейся в этом случае структурной решетки позволяет наблюдать при пропускании через нее луча лазера четкую дифракционную картину.

Также было обнаружено, что увеличение частоты поля приводит к разбиению длинных нитей на отдельные вытянутые ансамбли намагниченных агрегатов, которые остаются ориентированными параллельно плоскости вращающегося поля.

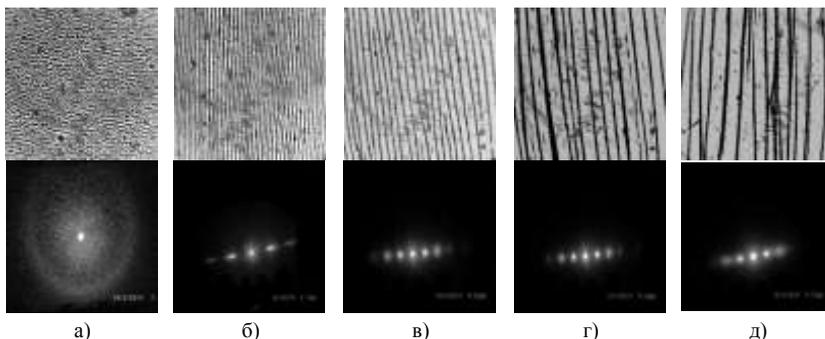


Рис. 3. Структуры, формирующиеся в системе намагниченных агрегатов, и соответствующие им дифракционные картины во вращающемся магнитном поле ( $f = 3$  Гц) при различном соотношении  $H_{\perp}/H_{\parallel}$ : а)  $\infty$ , б) 4, в) 1, г)  $1/4$ , д) 0

Следует отметить, что структуры, описанные выше, оказываются, в некоторой степени, подобными тем, что были описаны в работах [11, 12]. В [11] проводилось моделирование методом молекулярной динамики структурных превращений, происходящих в тонком слое суспензии сферических магнитомягких частиц, в эллиптически поляризованном магнитном поле. В [12] проведено сравнение результатов экспериментального и численного исследований структурных образований в таких системах.

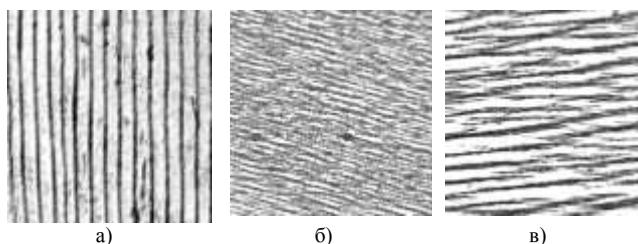


Рис. 4. Структурная организация намагниченных агрегатов: а) при воздействии вращающегося магнитного поля ( $f = 3$  Гц), и ее трансформация при дополнительном воздействии перпендикулярного постоянного магнитного поля: б)  $H = 650$  А/м, в)  $H = 2000$  А/м.

Дополнительное воздействие постоянного магнитного поля, приложенного перпендикулярно плоскости вращающегося поля вдоль слоя с

образом, существенным образом изменяет возникшую структуру. При этом, характер происходящих изменений существенным образом зависит от частоты вращающегося поля. Так при частотах вращающегося поля ниже 10 Гц, дополнительное воздействие постоянного магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости вращающегося поля, первоначально приводит к разбиению длинных нитей на отдельные звенья, которые прецессируют с частотой вращающегося поля вокруг направления постоянного магнитного поля (рис. 4б). При дальнейшем увеличении напряженности постоянного магнитного поля происходит рост кластеров намагниченных агрегатов в направлении постоянного поля, при этом, по-прежнему, сохраняется их прецессия с частотой переменного поля (рис. 4в) вокруг направления постоянного магнитного поля.

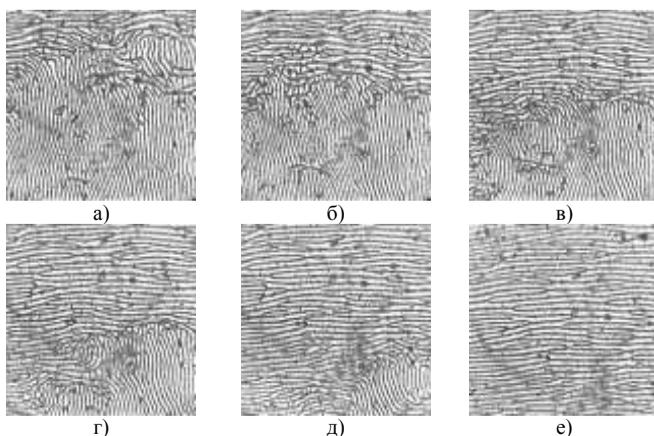


Рис. 5. Последовательная трансформация структуры, сформированной во вращающемся поле, после дополнительного воздействия перпендикулярного постоянного магнитного поля. Снимки сделаны в моменты времени: а) 0, б) 10 с, в) 20 с, г) 30 с, д) 40 с, е) 50 с.

При частотах вращающегося магнитного поля больших 10 Гц трансформация сформированной структуры при дополнительном действии постоянного поля, перпендикулярного плоскости вращающегося, носит совершенно иной характер. В этом случае наблюдается постепенная переориентация структурной решетки. Первоначально параллельные плоскости вращающегося поля нити агрегатов вначале разбиваются на отдельные агрегаты, вращающиеся в плоскости вращающегося поля с частотой поля. Затем происходит их объединение в вытянутые вдоль направления постоянного магнитного поля структуры. При этом, такое изменение структуры происходит не одновремен-

но во всех областях плоского слоя магнитного коллоида, а начинается вблизи очень крупных агрегатов и дальше распространяется вдоль слоя подобно волновому фронту. На рисунке 5 приведены изображения подобной трансформации структурной решетки через равные промежутки времени.

Таким образом, в магнитных коллоидных системах возможно образование агрегатов, имеющих отличный от нуля магнитный момент. При этом намагниченность такого структурного образования значительно меньше намагниченности насыщения исходного коллоида, что указывает на отсутствие полной ориентации магнитных моментов составляющих агрегат однодоменных частиц. Вместе с тем, благодаря большому числу однодоменных частиц, составляющих агрегат, его дипольный момент имеет относительно высокое значение, что приводит к заметному магнитодипольному взаимодействию агрегатов, а также их взаимодействию с внешними магнитными полями. Вследствие этого в тонких слоях магнитного коллоида, содержащего намагниченные агрегаты, наблюдаются процессы структурной организации во внешних магнитных полях различного вида. Можно предположить, что обнаруженная возможность структурной организации в таких системах с помощью воздействия магнитных полей различной конфигурации позволит управлять их макроскопическими свойствами, непосредственно связанными с характером структурного состояния коллоида.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации и Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 14-03-00312).*

#### 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. 1996. Vol. 53. P. 2509.
4. Диканский Ю.И., Балабанов К.А., Борисенко О.В., Киселев В.В. // Магнитная гидродинамика. 1997. Т. 33. № 2. С. 243 – 245.
5. Groh B. and Dietrich S. // Phys. Rev. E. 1998. Vol. 57. P. 4535.
6. Mamiya H., Nakatani I., and Furubayshy T. // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84. P. 6106.
7. Диканский Ю.И., Вегера Ж.Г., Закирян Р.Г., Нечаева О.А., Гладких Д.В. // Коллоидный журнал. 2005. Т. 67. № 2. С. 161 – 166.
8. Dikansky Yu.I., Gladkikh D.V., Kunikin S.A., Zolotukhin A.A. // Magnetohydrodynamics. Vol.48 (2012), No.3, pp.493-501.
9. Dikansky Yu.I., Gladkikh D.V., Shevchenko A.Yu., Sidelnikov A.A. // Magnetohydrodynamics. Vol. 50 (2014), No.1, pp. 27-35.
10. Кашевский Б.Э., Новикова А.Л. // Магнитная гидродинамика. 1989. № 3. С. 33.
11. Кашевский С.Б. // Коллоидный журнал. 2006. Т.68. №1. С. 1–7.
12. Кашевский С.Б., Прохоров И.В. // Коллоидный журнал. Т. 72. №3. С. 364–369.

## ДИНАМИКА ИЗМЕНЕНИЯ ГРАНИЦЫ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В ПРИЭЛЕКТРОДНОЙ ОБЛАСТИ

**Кожевников В.М., д.т.н., Ларионов Ю.А., к.т.н.  
Чуенкова И.Ю. д.ф.-м.н.**

Северо-Кавказский федеральный университет.  
Ставрополь, Кулакова, 2. E-mail: [kvm@stv.runnet.ru](mailto:kvm@stv.runnet.ru)

В работе систематизируется информация, накопленная к настоящему времени, относительно устойчивости и перестройки плоской заряженной границы раздела жидких сред, формируемой у электрода ячейки с магнитной жидкостью, в разных условиях по геометрии ячейки, воздействию внешних электрических и магнитных поля и т.п. Установлено, что структурообразование в тонком слое магнитной жидкости (МЖ) и влияние на него размерного фактора электрода при воздействии постоянного или переменного электрического поля низкой частоты, связано с формированием и деформацией электрически заряженной поверхности границы раздела жидких сред.

Для наблюдений была использована плоскопараллельная стеклянная ячейка с электропроводящим покрытием  $\text{In}_2\text{O}_3\text{SnO}_2$ , электроды были выполнены частично перекрывающимися. В качестве объекта исследования была взята магнитная жидкость с наноразмерными частицами магнетита на основе керосина с концентрацией твёрдой фазы 6,7 %, толщина слоя составляла  $30 \pm 5$  мкм. Все наблюдения и фотосъёмку структуры вели в проходящем свете от точечного источника. На жидкость воздействовали постоянным электрическим полем, подавая электрическое напряжение на электроды ячейки. Для изучения влияния магнитного поля на процесс структурообразования ячейка с МЖ помещалась в однородное поле, создаваемое катушками Гельмгольца.

Действие постоянного электрического поля, направленного перпендикулярно плоскости слоя первоначально однородной МЖ приводит при некотором пороговом значении напряжения на электродах к возникновению в приэлектродной области новой, более концентрированной фазы жидкости – микрокапельных образований (рис.1) [1 – 3]. Формирование микрокапель связано, в первую очередь, с созданием зон повышенной концентрации дисперсных частиц за счёт их электрофоретической миграции к электродам, а также с непосредственным влиянием электрического поля на устойчивость коллоидных систем к агрегированию. При воздействии электрического поля в магнитной жидкости в приэлектродной области формируется слой жидкости,

проводимость которой на три порядка меньше проводимости МЖ и составляет  $10^{-9} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$  [4]. В первую очередь это связано с адсорбцией на электродах поверхностно-активного вещества (ПАВ) – олеиновой кислоты. В работе [5] оценена поверхностная плотность электрического заряда накапливаемого в приэлектродной области ячейки с магнитной жидкостью, которая составляет  $4 \cdot 10^{-3} \text{ Кл/м}^2$ . Такой аномально большой заряд не наблюдался в ячейке с дисперсионной средой – раствор олеиновой кислоты и бутилового спирта в керосине.

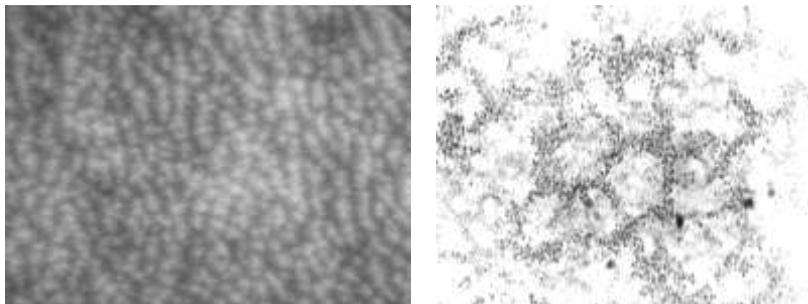


Рис. 1. Структура агрегатов в приэлектродной области  $U = 12 \text{ В}$

Исследование формирования микрокапельных образований в магнитной жидкости при воздействии электрического поля, выявили ряд интересных особенностей. Отличительной чертой явления неустойчивости магнитной жидкости в электрическом поле оказывается формирование периодических структур из микрокапельных агрегатов. Было зафиксировано состояние граничного слоя в виде гофрировки с конечной амплитудой (перестройка заряженной границы жидкости). В свете от точечного источника наблюдается четкая плотно упакованная гофрировка (рис. 2). Глубина лунок является конечной и с возрастанием поля увеличивается. Существование такой перестройки в условиях заряда на жидкой поверхности при разных уровнях плотности заряда обсуждалось в серии работ (обзор [6]). С возрастанием степени гофрировки границы приэлектродного слоя нарушается однородность распределения микрокапельных агрегатов в магнитной жидкости (агрегаты собираются в ячеистую структуру рис. 1.), что влияет как на детали, так и на характер наблюдаемых явлений. Наличие зарядов на границе раздела слоя адсорбированного ПАВ на электроде и пленки МЖ, даёт, помимо идеологической новизны, возможность манипулировать структурой поверхности раздела внешними воздействиями в широких пределах. Отметим особо, что среди внешних условий воз-

действия присутствуют и различные геометрические факторы: размеры системы электродов, наличие подложки, толщина слоя и т.п.

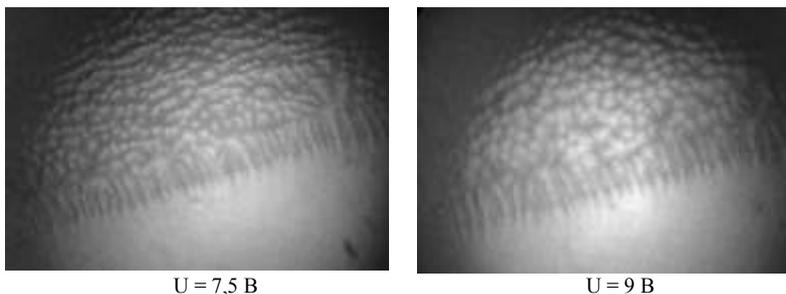


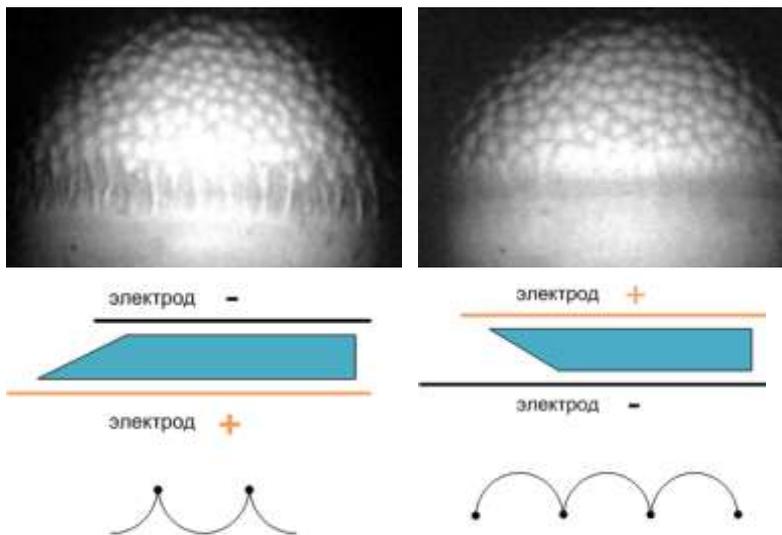
Рис. 2. Состояние граничного слоя в виде гофрировки

Желобковая гофрировка, наблюдается в эксперименте по краям электрода на конечной стадии развития неустойчивости (рис. 2). Как отмечалось в [6] желобковая перестройка энергетически проигрывает сотовой. Гофрировка поверхности должна сопрягаться с локальными условиями деформации вдоль границы системы: вблизи границ заряженной области существует неоднородность поля или вследствие негоризонтальности слоя влияние гравитационные силы. Эксперимент показывает, что желоба действительно возникают вдоль границ и периодичность их совпадает с размерами ячеек гофра.

Отмечается зависимость формы гофра от полярности нижнего сплошного электрода (рис. 3). При положительной полярности, желоба гофра возникают около границ электрода и простираются за область верхнего электрода, демонстрируя, что энергетически выгодно распределение границы заряженной области вдоль положительного электрода. При отрицательной полярности нижнего электрода граница заряженной области с гофром располагается только внутри области под верхним электродом. Это указывает на отрицательную полярность заряда границы раздела. Между тем микрокапли в слое МЖ стремятся расположиться в основном ближе к отрицательно заряженному электроду, они несут положительный заряд.

При наложении дополнительно магнитного поля, направленного вдоль поверхности электрода, наблюдается желобковая структура гофра, которая, как известно энергетически выгодна в МЖ при малом поверхностном натяжении. Формирование гофрированной поверхности начинается при превышении критического напряжения. Волновой

размер этой гофры зависит от электрического напряжения и накопленного заряда на границе раздела (рис.4).



а) Верхний электрод “катод”

б) Верхний электрод “анод”

Рис.3. Зависимость характера процесса формирования граничного слоя от полярности электрода  $U = 7,5\text{В}$ .

### Выводы.

1. Формирование концентрационных областей с микрокапельными агрегатами в тонком слое МЖ при воздействии электрического и магнитного полей обусловлена в первую очередь перестройкой заряженной поверхности границы приэлектродного слоя и магнитной жидкости. Динамика изменения границы магнитной жидкости в приэлектродной области следует разным сценариям, сообразно набору внешних условий.

2. Формируемая граница раздела сред у электрода в ячейке с магнитной жидкостью несет отрицательный заряд, а микрокапли в слое МЖ заряжены в основном положительно.

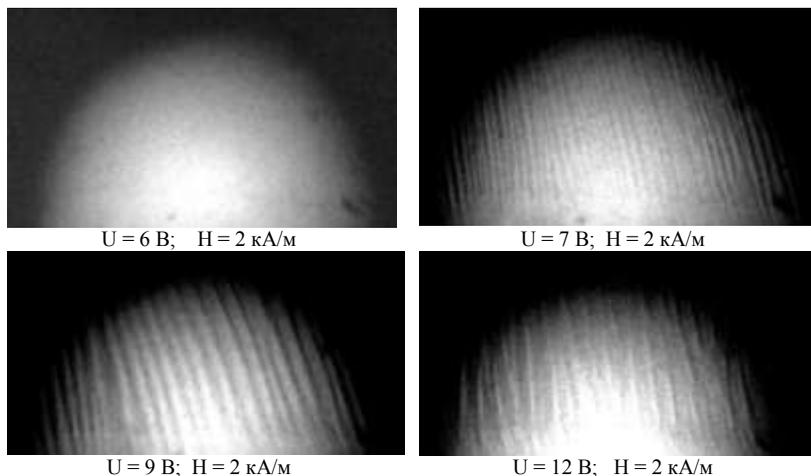


Рис.4. Пороговый характер формирования электрокапиллярной неустойчивости

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Kozhevnikov V.M. Obtaining the structured magnetic fluids in an electric field and their technical applications [Текст] / V.M.Kozhevnikov, Yu.A. Larionov, I.Yu Chuenkova., M.I.Danilov // *Magneto hydrodynamics*, 2004. – Vol. 40. – №. 3. – P. 269 – 280.
2. Диканский Ю.И. Структурные превращения в магнитной жидкости в электрическом и магнитном полях [Текст] / Ю.И. Диканский, О.А Нечаева. // *Коллоидный журнал*, 2003. – Т.65. – № 3. – С. 1 – 5.
3. Кожевников В.М. Структурная неустойчивость тонкого слоя магнитной жидкости в постоянном и переменном электрических полях [Текст] / В.М.Кожевников, Ю.А. Ларионов, И. Ю. Чуенкова, Т.Ф. Морозова. – Сборник трудов 15-й Международной Плеской конференции по магнитным жидкостям, Иваново: ИЭГУ, 2012. – С. 99 – 103.
4. Чеканов В.В. Динамика образования и разрушения слоя наночастиц вблизи электрода в электрическом поле [Текст] / В.В.Чеканов, Е.А Бондаренко, А.А. Гетманский // *Нанотехника*, 2009. – Т.17.– Вып.1. – С.83 – 90.
5. Кожевников В.М. Аномалия ампер-временных характеристик тонкого слоя магнитной жидкости [Текст] / В.М. Кожевников, Ю.А.Ларионов, М.С.Демин.– Сборник трудов 14-й Международной Плеской конференции по магнитным жидкостям, Иваново: ИЭГУ, 2010. – С. 218 – 223.
6. Шикин В.Б. Неустойчивость и перестройка заряженной поверхности жидкости *Успехи физических наук*, 2011, Т. 181, № 12.

## **ЭЛЕКТРО-МАГНИТО-ОПТИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ МАГНИТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЖИДКОСТИ В ПРИБОРОСТРОЕНИИ**

**Кожевников В.М., д.т.н., Ларионов Ю.А., к.т.н.**

**Чуенкова И.Ю. д.ф.-м.н.**

Северо-Кавказский федеральный университет.

Ставрополь, Кулакова, 2. E-mail: [kvm@stv.runnet.ru](mailto:kvm@stv.runnet.ru)

Изменение структурного состояния магнитодиэлектрического коллоида под воздействием электромагнитного поля определяет его уникальные свойства, как материала с широким диапазоном регулирования его электрических, магнитных, оптических, акустических, механических характеристик. Каждая совокупность этих характеристик, изменяющаяся под действием электрического и магнитного полей, создаёт предпосылки для создания инновационных направлений в приборостроении. Однако использование магнитодиэлектрического коллоида в различных областях промышленности, в том числе и приборостроении, осуществляется далеко не полностью. Существующие применения в основном базируются на его уникальных механических характеристиках, изменяющихся под действием магнитного поля. Возможность использования электрических, акустических, оптических явлений в магнитодиэлектрическом коллоиде остаётся, по-прежнему, в перспективе. Цель данного сообщения – напомнить заинтересованным ведомствам и специалистам в приборостроении о неиспользованных возможностях применения магнитодиэлектрического коллоида, как в приборостроении, так и в нарастающем буме нанотехнологий.

В работе рассматриваются следующие виды направлений:

а) электрокинетические явления над поверхностью магнитной жидкости в приборах, реализующих обеспечение нейтрализации статических зарядов в условиях атмосферы и космического пространства, а также в приборах, обеспечивающих электростатическую безопасность объектов во взрывоопасных средах. В основе данного направления лежат экспериментальные результаты по исследованию электрокинетических явлений на поверхности слоя магнитодиэлектрической жидкости в электрическом и магнитном поле [1]. Принципиальная схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.

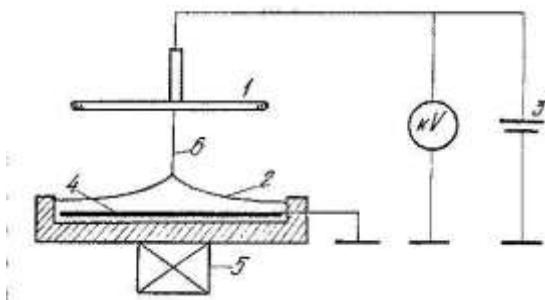


Рис. 1

Электрическое поле создавалось между электродами 1 и 4, представляющие собой медные диски диаметром 90мм. Высокое напряжение между ними создавалось регулируемым источником 3. Источником магнитного поля служит соленоид 5, внутренний диаметр которого равнялся диаметру чашки, в которую наливалась магнитная жидкость слоем толщиной 4 мм. Напряжённость электрического поля порядка 1 кВ/мм неустойчивости поверхностного слоя не вызывает. Величина магнитного поля 6,5мТ на поверхности соленоида вызывает неустойчивость в виде конического выступа для магнитной жидкости на основе керосина плотностью  $\rho = 1,712/\text{см}^3$ . Одновременное действие магнитного и электрического полей приводит к зависимости между пороговыми значениями магнитного поля  $B_0$  и разности потенциалов между электродами  $U_0$ , при которых на поверхности жидкости возникала неустойчивость в виде конического выступа (рис. 2).

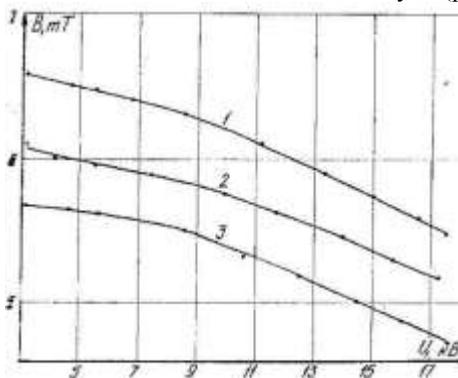


Рис. 2

Дальнейшее увеличение пороговых значений  $U_0$  и  $B_0$  приводит к неустойчивости поверхности конического выступа в виде струйного течения (рис.1).

Экспериментальные исследования струйного течения магнитодиэлектрической жидкости достаточно широко представлены в работах [2, 3].

Представленные экспериментальные зависимости расхода, тока в струе от величины магнитного и электрического полей, и их анализ позволил предложить магнитожидкостный индукционный струйный электронейтрализатор. (МИСЭН) [4].

МИСЭН обладает возможностью регулирования тока нейтрализации в широком диапазоне ( $1 \div 30$  мА), как изменением величины магнитного поля, так и изменением межэлектродного расстояния, и имеющие начальное напряжение работы разрядника от 0,5 кВ, в сравнении с аналогами, у которых начальное напряжение от 2 кВ.

Кроме возможности отвода накопленных электрических зарядов с использованием электрогидродинамических течений магнитодиэлектрической жидкости предлагается на основе линейной зависимости разности потенциалов, от расстояния между электродами (рис. 3) способ определения электростатической безопасности объектов [5]. Основное преимущество предлагаемого способа – это отсутствие искрообразования, а значит возможность его использования при наличии взрывоопасных ситуаций;

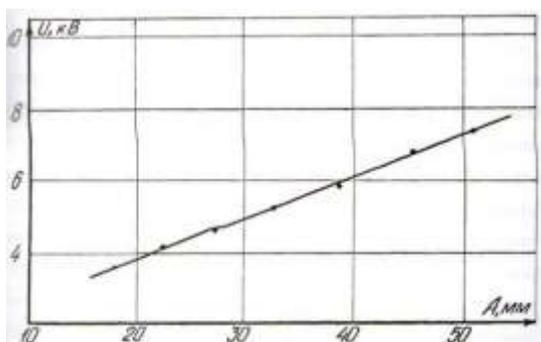


Рис. 3

б) анализ результатов экспериментальных исследований, представляющих уникальность электро-магнито-оптической активности магнитной жидкости в [6], [7] заставляют обратить внимание на результат, суть которого заключается в компенсационном эффекте Керра и

Коттона-Мутона, при котором разность показателей преломления луча света во взаимно перпендикулярных направлениях  $\Delta n=0$ . Зависимость напряжённости магнитного от компенсирующей ( $\Delta n=0$ ) напряжённости электрического поля представлена на рис. 4.

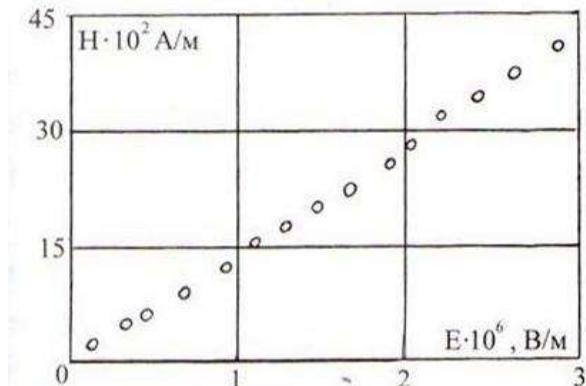


Рис. 4

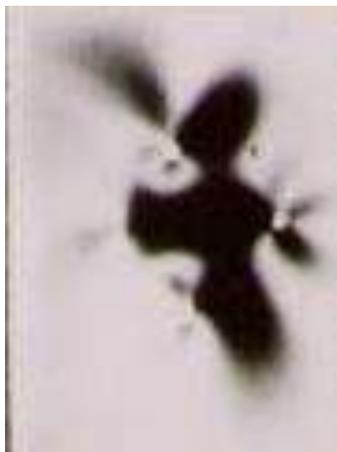
Этот результат позволит предложить бесконтактный способ измерения напряжённости и визуализации электрического поля [8], который был реализован на стандартной экспериментальной установке для измерения распределения электрического поля в плоском конденсаторе [9].

Визуализация электрического поля осуществлялась по интенсивности распределения света в межэлектродном пространстве.

Недостатком данного метода является необходимость помещения измеряемого межэлектродного пространства в магнитную жидкость на керосине с объёмной концентрацией магнетита 0,01 %. Эта концентрация является оптимальной для наблюдения и измерения распределения электрического поля в межэлектродном пространстве, размеры которого могут быть порядка 1 мм. Предлагаемый способ устраняет необходимость использования измерительных электродов, и это отличает его от всех существующих способов измерения электрического поля. Примеры визуализации электрического поля по интенсивности распределения света в пространстве между 4-мя электродами представлены на рис. 5.



а) при воздействии электрического поля



б) при воздействии электрического и магнитного полей

Рис. 5

в) Экспериментальные исследования отражения света на границе электрод – магнитная жидкость показали наличие изменений отражательной способности [10] границы под действием электрического поля в видимой, ультрафиолетовой и инфракрасной области спектра, проявляя при этом зависимость от материала электрода и от длины волны падающего излучения. Это позволяет предположить о возможности создания электроуправляемого светофильтра. Получение спектральной зависимости электроуправляемой ячейки от управляющего напряжения, длины волны и толщины слоя магнитной жидкости, очевидно, свидетельствует о возможности её использования в устройствах, идентифицирующих спектры излучения. Это даёт возможность распознавать объекты излучения в УФ-, видимой и ближней ИК-области на основе заранее сформированных «спектральных образов» идентифицируемых объектов различного назначения. Разрешающая способность идентификации спектра излучения может достигать в видимой области при минимальном изменении длины волны 0,5 нм.

г) В работе [11] было показано, что в слое магнитодиэлектрического коллоида под действием электрического поля могут формироваться динамические структурные образования, представляющие собой области повышенной концентрации частиц магнетита. Изменения геометрии структурных образований реализовано подачей постоянного электрического поля, переменного поля низкой частоты и совместного

постоянного и переменного полей. Осуществляя «замораживание» структур микро слоя можно синтезировать многослойные структуры с заданными электрофизическими свойствами.

Представление и анализ уникальных физических свойств магнито-диэлектрического коллоида под действием электромагнитного поля позволяет сформулировать направления возможного применения магнитной жидкости в приборостроении. Это: использование электрокинетических явления над её поверхностью, совместное использование эффекта Керра и Коттона-Мутона, явление электроотражения и возникновения динамических структурных образований размером нескольких миллиметров.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кожевников В.М. Исследование струйного течения магнитной жидкости в электрическом и магнитном полях. Магнитная гидродинамика, 1983, №2, с.85-87.
2. Кожевников В.М., Чеканов В.В., Янговский Е.И. Свободные вертикальные струи над деформированной поверхностью магнитной жидкости в электрическом поле. Магнитная гидродинамика, 1982, №4, с. 119-120.
3. Кожевников В.М., Чеканов В.В., Янговский Е.И. Струйные течения магнитной жидкости в электрическом и магнитных полях. Восьмая международная конференция по МГД – преобразованию энергии: Москва, 12-18 сентября 1983, т. 5, с. 157-159.
4. Кожевников В.М., Чеканов В.В., Янговский Е.И. Устройство для отвода электростатических зарядов. А.С. № 1354140 1984г.
5. Кожевников В.М., Чеканов В.В., Янговский Е.И. Способ определения электростатической безопасности объектов. А.С. №1129561 1984г.
6. Скибин Ю.Н., Чеканов В.В., Райхер Ю.Л. Двойное лучепреломление в ферромагнитной жидкости. – ЖЭТФ, 1977, т. 72, вып. 3, с. 949-955.
7. Кожевников В.М., Падалка В.В., Райхер Ю.Л., Скибин Ю.Н., Чеканов В.В. Оптическая анизотропия магнитной жидкости в скрещенных электрическом и магнитном полях. Изв. АН СССР сер. Физическая, т.51, №6, 1987, с. 1042-1048.
8. Кожевников В.В., Чеканов В.В., Падалка В.В., Мойса В.Г., Соур З.И., Моровщик А.Н. Способ измерения и визуализации электрического поля, А.С. № 1354140, 1987 г.
9. Кожевников В.М., Чеканов В.В. Бесконтактный способ измерения напряжённости и визуализации электрического поля. Тезис доклада XXXVI научно-технической конференции СтГТУ. 26-28.03.96., с. 242-243, г. Ставрополь.
10. В.В. Чеканов, И.И. Володихина, В.М. Кожевников, Е.Л. Торопцев. Некоторые обратные задачи в физике магнитных жидкостей. Сборник докладов научной конференции Ставропольского политехнического института, г. Ставрополь, 1992, с. 17-29.
11. Кожевников В.М. Чуенкова И.Ю. Данилов М.И. Ястребов С.С. Автоколебания напряжения и динамика фазового разделения в тонком слое слабопроводящей феррожидкости при периодически возникающих электрогидродинамических течениях Журнал Технической Физики Т.78, Вып.2, 2008, С.51–57.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОПОВЕРХНОСТНЫХ И ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В МАГНИТНЫХ КОЛЛОИДАХ НА ОСНОВЕ СЛАБОПРОВОДЯЩИХ ЖИДКИХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

**Ерин К.В.**

Северо-Кавказский федеральный университет  
Институт математики и естественных наук  
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 профессором кафедры общей физики СКФУ. Автор более 90 научных работ в области электро- и магнитооптики магнитных коллоидов.

Исследование процессов проводимости и зарядообразования в жидких диэлектриках вызывают значительный интерес исследователей [1,2]. Интересным представителем семейства слабопроводящих жидких диэлектриков являются сильно разбавленные магнитные жидкости (с концентрацией твердой фазы порядка  $10^{-4} \div 10^{-2}$  об. %). Вблизи поверхности электрода в таких системах возможно образование объемного заряда, значительное усиление локального поля в приэлектродной области и возникновение интенсивных электроконвективных течений [3,4]. Исследование приэлектродных эффектов в магнитных коллоидах дает возможность понять особенности инжекции и переноса заряда у поверхности электрода, роль магнитных наночастиц и их агрегатов в процессах зарядообразования и проводимости, а также установить механизмы влияния этих процессов на структурную организацию в коллоиде.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования электроповерхностных и электрооптических эффектов при воздействии импульсного электрического поля.

Образцами для исследований являлись чистый керосин и два образца магнитного коллоида на его основе с объемными концентрациями твердой фазы (магнетита) 0,01% и 0,001%. Образцы были приготовлены путем разбавления концентрированной магнитной жидкости на основе керосина (исходная концентрация 22%) чистым керосином в необходимой пропорции. В исходной жидкости диапазон разме-

ров наночастиц магнетита составлял 8-20 нм (стабилизатор – олеиновая кислота).

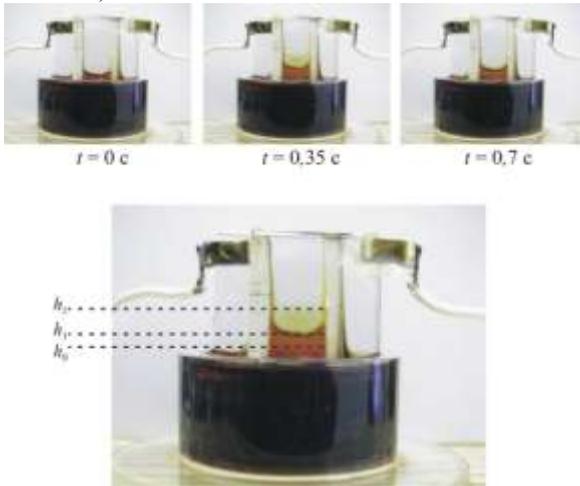


Рис. 1. Фотографии ячейки с магнитным коллоидом после включения поля.

На рисунке 1 представлены последовательные фотографии ячейки с магнитным коллоидом, сделанные после включения электрического поля с интервалом 0,35 с. Из рисунка 1 видно, что при воздействии импульса электрического поля помимо известного для жидких диэлектриков подъема уровня от начального для  $h_0$  на высоту  $h_1$ , вблизи поверхности электрода наблюдается кратковременное поднятие уровня на существенно большую высоту  $h_2$ . При этом эффект наиболее выражен при относительно большом расстоянии между электродами (более 1 мм). Более высокая прозрачность приэлектродной жидкой пленки позволяет предположить её малую толщину по сравнению с межэлектродным расстоянием.

Исследование чистого керосина показало, что в нем при включении электрического поля происходит подъем уровня на одинаковую высоту во всем межэлектродном промежутке. Зависимость высоты подъема является квадратичной функцией напряженности поля, а численные значения находятся в хорошем согласии с классической формулой высоты подъема диэлектрика в электрическом поле плоского конденсатора [5]:

$$h_E = h_1 = \frac{(\varepsilon - 1)\varepsilon_0 E^2}{2\rho g}. \quad (1)$$

В магнитных коллоидах при включении электрического поля наблюдается неожиданный для жидких диэлектриков эффект кратковременного поднятия уровня жидкости в приэлектродной области на высоту существенно превышающую средний уровень подъема в межэлектродном промежутке. На рисунке 2 представлены графики зависимостей высоты подъема от квадрата напряженностей полей для различных образцов магнитного коллоида.

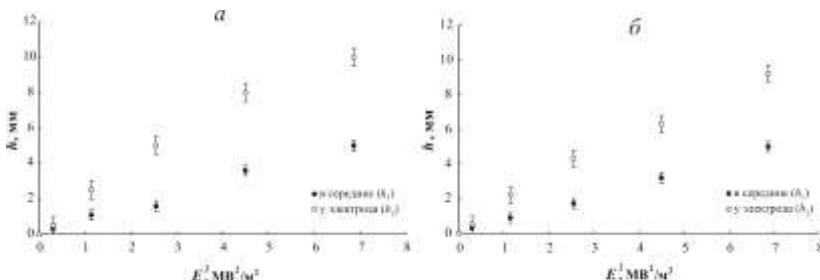


Рис. 2. Высота подъема уровня магнитных коллоидов в зависимости от квадрата напряженности поля у поверхности электрода и в центре ячейки (  $a - 0,01\%$  ,  $b - 0,001\%$  ; межэлектродное расстояние  $d=2$  мм).

Для определения толщины жидких пленок на поверхности электрода, кратковременно возникающих при включении электрического поля, был произведен оптический эксперимент, по изучению угла отклонения лазерного луча при прохождении тонкой клинообразной в сечении пленки. Результаты экспериментов дали значение толщины

приэлектродной пленки  $\bar{l} = 0,12 \pm 0,05$  мм.

Наиболее простым объяснением наблюдаемого элетроповерхностного эффекта представляется действие на жидкий диэлектрик подеромоторных сил со стороны электрического поля [5]. Особенностью таких слабопроводящих жидких диэлектриков как разбавленные магнитные жидкости является наличие в приэлектродном слое объемного заряд примесных ионов и заряженных коллоидных частиц, который существенно увеличивает локальную напряженность поля в приэлектродной области [6].

Согласно [7] уровень жидкости вблизи вертикальной стенки в неоднородном электрическом поле определяется соотношением:

$$h_2 = \sqrt{\frac{2\gamma}{\rho g - f_E}} (1 - \sin \theta) . \quad (6)$$

Здесь объемная плотность сил электрического поля  $f_E$ :

$$f_E = \rho_e E + \frac{\varepsilon_0}{2} \nabla \left( \rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} E^2 \right) - \frac{\varepsilon_0 E^2}{2} \nabla \varepsilon. \quad (7)$$

Следует отметить, что помимо объемного заряда, на подъем слабопроводящей жидкости по вертикальной поверхности может оказывать существенное влияние и поверхностный заряд [8].

В непосредственной близости к поверхности электрода напряженность электрического поля может существенно превышать напряженность в объеме (согласно [9] на 30% и более). Можно ввести коэффициент определяющий усиление поля в этой области  $E_{\max} = \beta E_0$ . Электрооптические эксперименты показывают, что этот коэффициент имеет величину порядка  $\beta=1,25-1,5$  на расстоянии 0,05-0,1 мм от поверхности электрода. Оценим значение этого коэффициента по данным электроповерхностного эффекта. Поскольку высота подъема жидкости в приэлектродной области пропорциональна напряженности поля (рис. 2), то соотношение высот подъема у электрода и вдали от него позволяет оценить увеличение напряженности в приэлектродной области:

$$\frac{E_{\max}}{E_0} \sim \sqrt{\frac{h_2}{h_1}} \Rightarrow \beta \approx 1.5 - 1.7. \quad (8)$$

Исследования электрооптических эффектов двойного лучепреломления и изменения прозрачности в приэлектродной области также позволяют наблюдать ряд особенностей. Формы электрооптических сигналов отличаются резко немонотонным видом с чередованием максимумов и минимумов. В типичном электрооптическом сигнале (см. вставку на рис. 3) можно наблюдать резкое увеличение оптической анизотропии и прозрачности, наблюдаемое как вспышка в приэлектродном слое при наблюдении в скрещенных поляроидах а также колебания величин оптических эффектов с зависящим от величины поля периодом [10].

Связь между электроповерхностным и электрооптическим эффектами в приэлектродной области подтверждается сравнением характерных времен эффектов. На вставке рис. 3 показана зависимость от времени электрооптического эффекта Керра в приэлектродной области по данным [10], на которой явно наблюдается всплеск интенсивности света, связанный с увеличением локальной напряженности поля, в том же временном диапазоне (0,1-0,8 с после включения поля), что и эффект увеличения уровня магнитного коллоида у поверхности электрода.

Исследование электрооптических и электроповерхностных эффектов в магнитных коллоидах на основе жидких диэлектриков позволяет

существенно расширить арсенал методов исследования приэлектродных процессов в подобных системах и получить важные уточнения известных моделей и теорий электрофизических явлений в дисперсных системах.

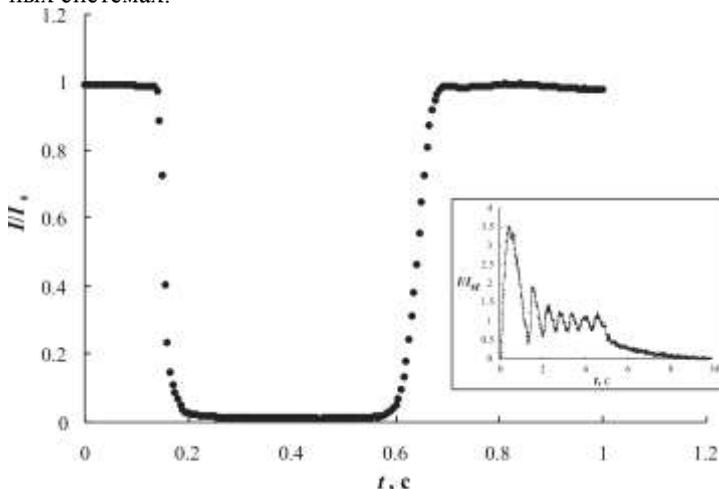


Рис. 3. Зависимость относительной интенсивности света, прошедшего над поверхностью магнитного коллоида, от времени после включения поля (на вставке – электрооптический эффект Керра в приэлектродной области в импульсном электрическом поле).

*Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 14-03-00312).*

### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Жакин А.И. // Успехи физических наук. 2003, Т. 173, вып. 1, С. 51-68.
2. Гросу Ф.П., Болога М.К., Блощицын В.В., Стишков Ю.К., Кожевников И.В. // Электронная обработка материалов. 2007. №5. С. 16-38.
3. Ерин К.В. // Журнал технической физики. 2008, Т. 78, №4. С. 133-136.
4. Кожевников В.М., Чуенкова И.Ю., Данилов М.И., Ястребов С.С. // Журнал технической физики. 2006. Т. 76, №7. С. 129-131.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
6. Духин С.С., Эстрела-Льопис В.Р., Жолковский Э.К. Электроповерхностные явления и электрофильтрация. Киев: Наук. думка, 1985. 288 с.
7. Полищук Н.В., Панченко М.С., Панченко И.М. // Электронная обработка материалов. 2008. №4. С. 45-50.
8. Шутов А.А. Формирование и зарядка струй, капель и пленок слабопроводящих жидкостей в электрическом поле. Автореф. дисс... д-ра физ.-мат. наук. М., 2008. 47 с.
9. Ерин К.В. // Оптика и спектроскопия. 2011. Т. 111, №1. С. 86-91.
10. Ерин К.В. // Оптика и спектроскопия. 2010. Т. 109, №3. С. 540-545.

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

## ФОРМА СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ ВОКРУГ НАМАГНИЧИВАЮЩЕГОСЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ТЕЛА ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

**Баштовой В.Г.<sup>1</sup>, Моцар А.А.<sup>1</sup>, Налетова В.А.<sup>2</sup>, Рекс А.Г.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>Белорусский национальный технический университет,  
пр-т Независимости 65, г. 220013, Минск, Республика Беларусь,  
e-mail: alexfx20@yandex.ru

<sup>2</sup>НИИ механики МГУ им. М.В. Ломоносова,  
пр-т Мичуринский 1, г. Москва 119192



Баштовой Виктор Григорьевич окончил Белорусский государственный университет в 1968 г. Защитил диссертации на соискание степени д.ф.-м.н. по теме "Термомеханика поверхностно-конвективных и волновых явлений в намагничивающихся жидкостях" в 1986 г. С 1968 г. работал в Институте тепло- и массообмена АН Беларуси. С 1980 года работает в Белорусском национальном техническом университете (БНТУ), в настоящее время в должности заведующего кафедрой. Имеет более 300 публикаций



Моцар Александр Александрович окончил Белорусский национальный технический университет (БНТУ) в 2010 г. В 2011 году окончил магистратуру БНТУ с присвоением степени магистра технических наук. В настоящее время является аспирантом кафедры ЮНЕСКО БНТУ, младшим научным сотрудником НИЛ «Термомеханика магнитных жидкостей» БНТУ. Имеет 17 научных публикаций.

Налетова Вера Арсеньевна – д.ф.-м.н., профессор кафедры гидромеханики механико-математического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова. Имеет более 200 публикаций. Научно-исследовательская работа в области гидродинамики магнитных жидкостей неоднократно поддерживалась грантами РФФИ.



Рекс Александр Георгиевич окончил Белорусский государственный университет в 1974 г. С 1975 г. работал в Институте тепло- и массообмена АН Беларуси, с 1981 г. в Белорусском национальном техническом университете (БНТУ). В 2007 г. защитил диссертацию на соискание степени д.ф.-м.н. по теме «Механика магнитоуправляемых магнитожидкостных систем со свободной поверхностью». В настоящее время является профессором кафедры ЮНЕСКО БНТУ, заведующим НИЛ «Термомеханика магнитных жидкостей» БНТУ. Имеет более 190 научных публикаций.

Искажения однородного магнитного поля, вызванные внесенным в него ферромагнитным телом, могут приводить к изменению формы свободной поверхности магнитной жидкости покрывающей это тело. С практической точки зрения интерес к изучению этого вопроса связан в первую очередь с возможностью реализации управляемого теплообмена [1], а также с возможностью использования магнитных жидкостей в различного рода переключателях и клапанах.

На сегодняшний день достаточно детально проработан вопрос изменения формы свободной поверхности магнитной жидкости вокруг сферического намагничивающегося тела [2-4]. Теоретическое описание, а также экспериментальное исследование посвященное форме свободной поверхности магнитной жидкости вокруг цилиндрического намагничивающегося тела в присутствии однородного магнитного поля выполнено в [4].

В данной работе рассмотрены некоторые особенности формирования свободной поверхности плоского слоя магнитных жидкостей с различной величиной намагниченности при погружении в нее намагничивающегося цилиндрического тела.

*Методика эксперимента.* Стальное цилиндрическое тело диаметром 10 и длиной 160 мм жестко закреплено горизонтально на дне прямоугольной кюветы размером  $57 \times 102 \times 50$  заполненной магнитной жидкостью. Для уменьшения влияния краевых эффектов длина стержня выбрана больше размера кюветы. Заполненная магнитной жидкостью кювета помещалась в однородное магнитное поле, создаваемое катушками Гельмгольца. Геометрия эксперимента представлена на рис. 1.

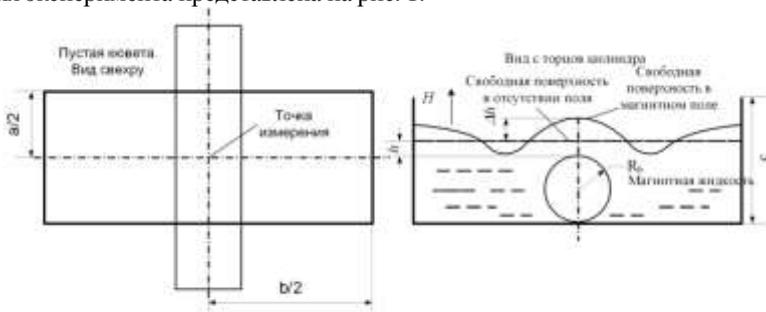


Рис. 1. Геометрия эксперимента

В экспериментах использовались магнитные жидкости на основе трансформаторного масла с намагниченностью насыщения 43,8 кА/м (ММТр-43) и 9,6 кА/м (ММТр-10).

При выполнении экспериментов осуществлялось наблюдение за формой поверхности магнитной жидкости над цилиндром при различных значениях напряженности внешнего однородного магнитного поля  $H$ . При этом толщина слоя  $h$  магнитной жидкости над телом в отсутствие магнитного поля варьировалась за счет заполнения кюветы различными объемами магнитной жидкости.

Измерения амплитуды деформации свободной поверхности магнитной жидкости производились микрометрическим щупом с тонкой немагнитной иглой, а также фоторегистрацией. В качестве точки измерения выбрана точка над центром цилиндра (рис. 1).

Характер искажения магнитного поля вокруг цилиндрического тела зависит от его направления относительно цилиндра. Поэтому рассмотрены несколько случаев направления поля.

*Вертикальное магнитное поле.* Вертикальное поле приводит к увеличению его напряженности в области верхней и нижней частей горизонтального цилиндра. В результате над цилиндром на изначально плоской поверхности магнитной жидкости возникает возвышение.

Эксперименты показали, что амплитуда деформации свободной поверхности  $\Delta h$  и форма возвышения зависят как от величины поля  $H$ , так и от свойств магнитной жидкости.

Зависимости амплитуды деформации  $\Delta h$  от величины внешнего магнитного поля  $H$  для различных жидкостей с различной толщиной слоя  $h$  представлены на рис. 2.

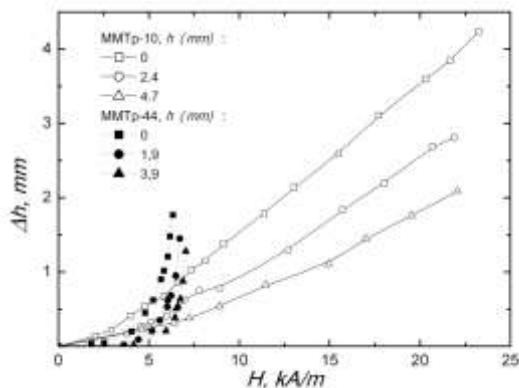


Рис. 2. Зависимость амплитуды деформации от внешнего магнитного поля при различной толщине слоя жидкости

Для жидкости ММТр-10 с меньшей величиной намагниченности насыщения увеличение магнитного поля приводит к монотонному росту амплитуды деформации. Качественных изменений формы поверхности магнитной жидкости в диапазоне исследуемых полей не наблюдалось (рисунок 2, светлые точки).

В случае сильно намагничивающейся жидкости ММТр-44 формирование ее свободной поверхности обусловлено как искажениями магнитного поля, так и поверхностной неустойчивостью. Обнаружено существование двух критических значений напряженности магнитного поля. При превышении  $H_{кр1}^{верт}$  наблюдается скачкообразное появление продольного ряда пиков на поверхности жидкости над цилиндром. При достижении  $H_{кр2}^{верт}$  развивается классическая неустойчивость, результатом которой является периодическая система пиков, распределенная на всей остальной поверхности жидкости.

*Горизонтальное магнитное поле.* Если горизонтальное однородное поле перпендикулярно оси цилиндра, то из-за его искажений максимальные значения напряженности возникают у боковых поверхностей цилиндра, а в верхней и нижней областях формируются зоны с минимальным значением поля.

Такая конфигурация поля приводит к натеканию жидкости на боковые поверхности тела, в случае если тело не полностью погружено в жидкость. Если цилиндр полностью погружен в жидкость, над ним на поверхности жидкости образуется продольное углубление, глубина которого увеличивается с ростом поля.

На рис. 3 представлены зависимости амплитуды деформации магнитной жидкости от напряженности внешнего магнитного поля для различной толщины слоя жидкости над телом.

Характер деформирования углубления поверхности жидкости определяется ее намагниченностью. Для жидкости с намагниченностью насыщения 43,8 кА/м обнаружено существование критического поля  $H_{кр1}^{гор}$ , при котором происходит скачкообразный разрыв слоя жидкости над цилиндром. При этом установлен гистерезис формы поверхности жидкости: при обратном направлении изменения поля углубление над шаром исчезает также скачкообразно в полях  $H_{кр2}^{гор}$ , меньших  $H_{кр1}^{гор}$ . Для жидкости с намагниченностью насыщения 9,8 кА/м в диапазоне исследуемых полей таких эффектов не наблюдалось, форма поверхности изменялась плавно и не претерпевала качественных изменений.

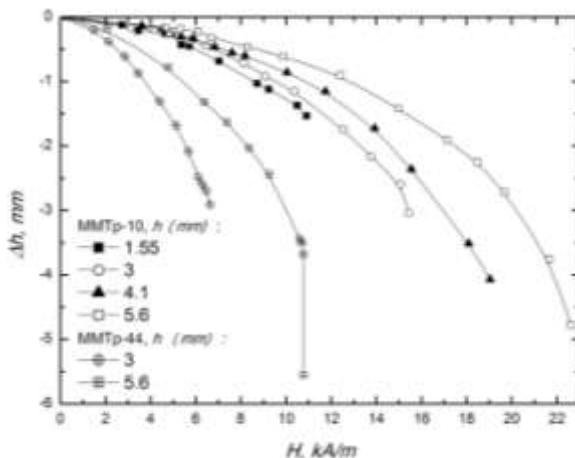


Рис. 3. Амплитуда деформации магнитной жидкости в однородном горизонтальном магнитном поле

Таким образом, показано, что форма поверхности магнитной жидкости над цилиндрическим намагничивающимся стержнем и характер ее изменения зависят от направления и величины поля, а также от толщины слоя магнитной жидкости и ее намагниченности.

*Работа выполнена при поддержке фонда фундаментальных исследований Республики Беларусь и Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 14-01-90003).*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. V.V.Gogosov, V.V.Kiryushin, A.Ya.Simonovskii // *Magneto hydrodynamics*. 1994. V. 30, №2. P. 163-170
2. В.А. Налетова, Д.А. Пелевина, В.А. Турков. Статика магнитной жидкости, содержащей концентраторы магнитного поля // *Известия РАН, МЖГ*. – 2009. – № 6. – с. 3-10.
3. V.A. Naletova, V.A. Turkov, D.A. Pelevina, A.V. Rozin, K. Zimmermann, J. Popp, I. Zeidis, Behavior of a free surface of a magnetic fluid containing a magnetizable cylinder, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 324 (2012) 1253-1257.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ МЕЖФАЗНЫХ ГРАНИЦ В НАМАГНИЧИВАЮЩИХСЯ ЖИДКОСТЯХ: МОДЕЛИ С ВЫСШИМИ ПРОИЗВОДНЫМИ И МЕТОД ФУНКЦИОНАЛА ПЛОТНОСТИ

**Жуков А.В.**

Институт механики МГУ им. М.В. Ломоносова  
119992, ГСП-2 Москва, Мичуринский пр. 1  
Факс (495)9390165. E-mail: az@imec.msu.ru



Жуков Александр Владимирович окончил механико-математический факультет МГУ в 1975 г. и аспирантуру Отделения механики МГУ в 1980 г. Кандидат физико-математических наук (1983), старший научный сотрудник НИИ механики МГУ. Имеет более 40 научных публикаций. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей неоднократно поощрялась грантами РФФИ и Президента РФ.

Предложен метод определения структуры плоской межфазной поверхности и вычисления поверхностного натяжения на границе раздела суспензии магнитных частиц и пара в рамках модели двухкомпонентной среды с учетом зависимости свободной энергии системы от градиентов намагниченности, концентрации магнитных частиц и плотности несущей фазы. Эта зависимость определяется с помощью теории функционала плотности [1]. Дополнительные члены в выражении для свободной энергии описывают отталкивающее взаимодействие между магнитными частицами и молекулами несущей жидкости и учитывают влияние магнитных частиц на свободную энергию жидкости-носителя в рамках модели «исключенного объема». Аналогичная трехкомпонентная модель поверхности раздела между магнитной и обычной жидкостью рассматривалась в [2].

В работах [3,4] было исследовано влияние магнитного поля на поверхностное натяжение магнитных жидкостей и построена модель намагничивающейся межфазной поверхности в рамках механики сплошной среды. Обобщение этой модели на случай многокомпонентных жидкостей дано в [2]. При изотермическом равновесии двух фаз N-компонентной намагничивающейся жидкости для плоских межфазных границ  $[B_n] = 0, [\mathbf{H}_t] = 0$  и выполнены условия

$$[\mu_c] = 0, [p'] = 0, \text{ где } \mu_c = \partial F' / \partial \rho_c, p' \equiv -p_{ik} n^i n^k = \sum \mu_c \rho_c - F' \quad (1)$$

$$F'(\rho_c, B_n, \mathbf{H}_t, T) = F - \mathbf{B}_t \mathbf{H}_t / (4\pi) = \tilde{F} + B_n H_n / (4\pi) \quad (2)$$

Здесь  $\rho_c$  – объемные плотности компонент,  $F$  – объемная плотность свободной энергии. Функция  $F'$  (2) играет роль свободной энергии при изучении условий на межфазной границе при постоянных  $B_n$  и  $\mathbf{H}_t$  [8]. Имеем  $N+1$  условий (1) для определения  $2N$  величин  $\rho_c^+, \rho_c^-$  ( $1 \leq c \leq N$ ). В случае общего положения состояние равновесия фаз определяется параметрами  $T, B_n, \mathbf{H}_t$  и дополнительными параметрами  $\gamma_p$  ( $1 \leq p \leq N-1$ ), через которые выражаются плотности  $\rho_c^+, \rho_c^-$ , химические потенциалы  $\mu_c$  и величина  $p'$  [2,9].

Для исследования структуры плоских межфазных границ и вычисления поверхностного натяжения используем обобщенную модель Ван дер Ваальса - Гинзбурга – Ландау [7,8], в рамках которой свободная энергия  $\tilde{F} = F - \mathbf{H}\mathbf{B} / (4\pi)$  внутри межфазного слоя представляется в виде

$$\tilde{F}(\rho_c, \nabla \rho_c, \mathbf{M}, \nabla \mathbf{M}, \mathbf{H}, T) = -\mathbf{M}\mathbf{H} - H^2 / (8\pi) + \Phi(\rho_c, \nabla \rho_c, \mathbf{M}, \nabla \mathbf{M}, T) \quad (3)$$

Здесь  $\mathbf{M}$  – объемная намагниченность. В состоянии равновесия

$$\rho_c \nabla_i \mu_c = 0; \mu_c \equiv \frac{\delta \tilde{F}}{\delta \rho_c} = \frac{\partial \tilde{F}}{\partial \rho_c} - \nabla_k \left( \frac{\partial \tilde{F}}{\partial \nabla_k \rho_c} \right); \delta \tilde{F} / \delta \mathbf{M} = 0 \quad (4)$$

$$\text{rot } \mathbf{H} = 0, \text{div } \mathbf{B} = 0$$

Рассмотрим одномерные решения уравнений (4), для которых  $\rho_c = \rho_c(z)$ ,  $\mathbf{M} = \mathbf{M}(z)$ ,  $z$  – пространственная координата в поперечном направлении,  $B_z = B_n = \text{const}, H_\alpha = \text{const} (\alpha = 1, 2)$ , и при  $z \rightarrow \pm\infty$   $d\rho_c / dz \rightarrow 0, d\mathbf{M} / dz \rightarrow 0$ . Введя по аналогии с (2) функцию

$$F'(n_c, \nabla n_c, \mathbf{M}, \nabla \mathbf{M}, B_n, \mathbf{H}_t, T) = \tilde{F} + H_n B_n / (4\pi) \quad (5)$$

запишем уравнения (4) в виде

$$\delta F' / \delta \mathbf{M} = 0, d\mu_c / dz = 0; (\mu_c \equiv \delta F' / \delta \rho_c) \quad (6)$$

Величины  $\mu_c, p'$  постоянны внутри межфазного слоя и определяются из условий равновесия фаз (1). Решение системы (6) с условиями убывания градиентов плотностей и намагниченности на бесконечности равносильно решению вариационной задачи

$$\delta \Omega = 0, \Omega[\rho_c(z), \mathbf{M}(z)] \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} \left( F' - \sum_c \mu_c \rho_c + p' \right) dz \quad (7)$$

Поверхностные характеристики среды могут быть определены как избыточные (по Гиббсу) значения для соответствующих объемных плотностей. В частности, поверхностные плотности компонент

$$\rho_{c\Sigma} = \langle\langle \rho_c \rangle\rangle \equiv \lim_{L \rightarrow \infty} \left\{ \int_{-L}^L \rho_c dz - L(\rho_c^+ + \rho_c^-) \right\} \quad (8)$$

Здесь и далее двойные угловые скобки используются для обозначения избыточных величин, вычисляемых аналогично (8). Предполагается, что разделяющая поверхность (РП) задается уравнением  $z = 0$ .

Величина  $\Omega_\Sigma(\gamma_p, B_n, \mathbf{H}_i, T) = \langle\langle F' - \sum \mu_c \rho_c \rangle\rangle$ , определенная как экстремальное значение функционала (7), не зависит от положения РП. Ее можно рассматривать как поверхностную плотность термодинамического потенциала Гиббса для намагничивающихся жидкостей. Тензор поверхностных напряжений [3,4] вычисляется по формуле [2,9]:

$$\sigma^{\alpha\beta} = (\Omega_\Sigma + m_n B_n) a^{\alpha\beta} + m^\alpha H^\beta, m_i = \langle\langle M_i \rangle\rangle \quad (9)$$

где  $a^{\alpha\beta}$  - первая квадратичная форма поверхности.

Рассмотрим задачу о структуре плоской межфазной поверхности на границе раздела суспензии сферических магнитных частиц и пара в рамках модели двухкомпонентной среды (N=2). Обозначим объемные концентрации молекул жидкости-носителя и магнитных частиц соответственно через  $n_1, n_2 = n$ , а объемную концентрацию частиц – через  $\phi = n\pi d^3 / 6$ . Пусть известны объемная плотность свободной энергии для неоднородных состояний чистой жидкости-носителя  $F_c(\eta, \nabla\eta, T)$ , где  $\eta = b_1 n_1$  ( $b_1$  - параметр с размерностью объема), а также объемная плотность свободной энергии для неоднородных состояний системы магнитных частиц

$$\tilde{F}_p = -\mathbf{M}\mathbf{H} - H^2 / (8\pi) + \Phi_p(\phi, \nabla\phi, \mathbf{M}, \nabla\mathbf{M}, T). \quad (10)$$

Предположим, что свободная энергия для неоднородных состояний суспензии имеет вид

$$\tilde{F} = \tilde{F}_p + (1-\phi)(-U_b(T)\phi\eta + F_c(\eta, \nabla\eta, T)); n_1 = (1-\phi)\eta b_1^{-1} \quad (11)$$

где  $U_b > 0$ . В выражении (11) учитывается, что жидкость занимает объем  $(1-\phi)V$  с концентрацией молекул в этом объеме  $\eta b_1^{-1}$ . Дополнительное взаимодействие между молекулами жидкости-носителя и частицами учитывается с помощью члена  $-U_b\phi\eta$ , наличие которого позволяет практически исключить проникновение магнитных частиц в область пара [2].

Для функции  $F_c(\eta, \nabla\eta, T)$  используем выражение

$$F_c = F_{c0}(\eta, T) + \alpha_c(T)(\nabla\eta)^2 / 2 \quad (12)$$

$$\begin{aligned}
 \eta \partial F_{c_0} / \partial \eta - F_{c_0} &= p_0 = RT / (V_m - b) - a\alpha / (V_m^2 + 2bV_m - b^2), \\
 a &= 0.457235R^2T_c^2 / p_c, b = 0.077796RT_c / p_c, \\
 \alpha &= (1 + \chi(1 - (T/T_c)^{1/2}))^2, \\
 \chi &= 0.37464 + 1.54226\omega_a - 0.26992\omega_a^2
 \end{aligned} \tag{13}$$

Здесь  $V_m = Rb_1 / (k\eta)$  - молярный объем,  $b_1 = kb / R$ ,  $R$  - универсальная газовая постоянная,  $T_c, p_c$  - критические параметры жидкости,  $\omega_a$  - ацентрический фактор,  $p_0(V_m, T)$  - давление по уравнению состояния Пенга-Робинсона. Функция  $\alpha_c(T)$  определяет поверхностное натяжение чистой жидкости и при известном  $p_0(V_m, T)$  может быть определена экспериментально [7].

Для приближенного вычисления функции (10) используем модифицированную теорию функционала плотности для систем с дипольным взаимодействием [1]. Пусть  $n(\mathbf{r}, \omega) = n(\mathbf{r})\hat{f}(\mathbf{r}, \omega)$  - функция распределения магнитных частиц по пространственным координатам  $\mathbf{r}$  и ориентациям  $\omega$ , соответствующая произвольному внешнему полю (включающему внешнее магнитное поле), причем предполагается, что  $\hat{f}(\mathbf{r}, \omega)$  удовлетворяет условиям нормировки  $\int \hat{f}(\mathbf{r}, \omega) d\omega = 1$ . Тогда при фиксированной температуре собственная свободная энергия [6] может быть представлена как функционал

$$\begin{aligned}
 \Omega[n(\mathbf{r}, \omega)] &= \Omega_{HS}[n(\mathbf{r})] + n(\mathbf{r})kT \int \hat{f} \ln(4\pi\hat{f}) d\omega + \Omega_{dd}[n(\mathbf{r}, \omega)], \\
 \Omega_{dd} &\approx \frac{1}{2}kT \int_{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2| > d} \{1 - \exp(-\varphi_{dd} / (kT))\} n(1)n(2)d(1)d(2), \\
 \varphi_{dd}(\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2, \omega_1, \omega_2) &= -(m^2 / r^3) [3(\hat{\mathbf{m}}_1\hat{\mathbf{r}})(\hat{\mathbf{m}}_2\hat{\mathbf{r}}) - \hat{\mathbf{m}}_1\hat{\mathbf{m}}_2]
 \end{aligned} \tag{14}$$

Здесь дипольное взаимодействие частиц с потенциалом  $\varphi_{dd}$  рассматривается как возмущение потенциала взаимодействия твердых сфер, символы (1), (2) обозначают  $(\mathbf{r}_1, \omega_1), (\mathbf{r}_2, \omega_2)$ ,  $\Omega_{HS}$  - собственная свободная энергия системы твердых сфер.

Для приближенного вычисления  $\Omega_{dd}$  сохраним в разложении функции  $n(\mathbf{r}, \omega)$  по сферическим гармоникам первые два члена:

$n(\mathbf{r}, \omega) \approx (4\pi)^{-1} [n(\mathbf{r}) + 3\hat{\mathbf{m}}(\omega)\mathbf{p}(\mathbf{r})]$ . При этом объемная намагниченность среды  $\mathbf{M}(\mathbf{r}) = m\mathbf{p}(\mathbf{r})$ . Дальнейшие упрощения основаны на разложении экспоненты по малому параметру  $\phi_{ad} / (kT)$  и разложении  $\mathbf{M}(\mathbf{r}_2)$  в ряд Тейлора вблизи  $\mathbf{r}_2 \rightarrow \mathbf{r}_1$  с сохранением членов второго порядка по  $|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|$ . Предполагая, что  $m^2n / (kT) \ll 1, M / (mn) \ll 1$  и опуская детали вычислений, выпишем окончательное приближенное выражение для функции  $\Phi_p$ :

$$\begin{aligned}
 \Phi_p = & F_{HS}(\phi, \nabla\phi, T) + (3nkT/2)(M/mn)^2 + (\pi d^2/15)(\nabla\mathbf{M})^2 + \\
 & + 2\pi d^2(\pi/4 - 13/30)(\text{div}\mathbf{M})^2 + (\pi m^4/9dkT) [(\nabla n)^2 - 2n^2/d^2] \quad (15)
 \end{aligned}$$

В данном приближении закон намагничивания среды для состояний с однородной концентрацией имеет вид  $M = mn\xi/3, \xi = mH / (kT) \ll 1$  - параметр Ланжевена. Предполагается, что функция  $F_{HS}$  определяется как приближенное выражение для функционала внутренней свободной энергии системы твердых сфер  $\Omega_{HS}[n(\mathbf{r}), T]$  в рамках модели с учетом градиентов плотности [5] вида

$$F_{HS} = F_{HS0}(\phi, T) + (1/2)\alpha_{HS}(\phi, T)(\nabla\phi)^2 \quad (16)$$

В рамках рассматриваемой модели схема решения задачи о структуре плоской межфазной границы и вычисления тензора поверхностных натяжений заключается в следующем. Кроме основных параметров задачи, в качестве которых удобно использовать давление  $p'$  и параметры  $B_n, H_i$ , при  $N=2$  в качестве единственного дополнительного параметра, определяющего состояние равновесия фаз, можно использовать концентрацию магнитных частиц в жидкой фазе  $\phi_{liq}$ . При этом условия равновесия фаз (1), которые записываются через функцию (11) при  $\nabla\phi = \nabla\eta = \nabla M_i = 0$ , определяют температуру кипения  $T$ , концентрации в фазах жидкости и пара  $\phi_{vap}, \eta_{liq}, \eta_{vap}$ , соответствующие химические потенциалы, а также объемные намагниченности фаз. Хотя объемная концентрация частиц  $\phi_{vap}$  формально отлична от нуля, при достаточно большом значении параметра  $U_b$  ее можно сделать ничтожно малой величиной и тем самым практически исключить проникновение частиц в область пара. После определения точки равновесия фаз профили концентраций и намагниченности и тензор поверхностных напряжений определяются из решения вариационной задачи (7), которая может быть проведена путем прямой минимизации функцио-

нала или путем решения системы обыкновенных дифференциальных уравнений (6) [2].

**Заключение.** Таким образом, с помощью теории функционала плотности построена двухкомпонентная модель намагничивающейся суспензии с учетом зависимости свободной энергии системы от градиентов намагниченности, концентрации магнитных частиц и плотности несущей фазы. Изложена схема решения задачи об определении структуры плоской межфазной границы раздела «магнитная жидкость-пар» и вычислении тензора поверхностных напряжений. Результаты могут найти применение при исследовании процессов образования зародышей новой фазы при кипении магнитных жидкостей.

*Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 13-01-00035 и 14-01-00056).*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Teixeira P. I., Telo da Gama M. M. Density-functional theory for the interfacial properties of a dipolar fluid// J. Phys.: Cond. Matter, 1991, No. 3, p. 111-125.
2. Жуков А. В. Структура и устойчивость границы раздела и обычной жидкостей. Модель трехкомпонентной среды// Изв. РАН. МЖГ. 2013. № 5. С. 37–51.
3. Голубятников А.Н., Субханкулов Г.И. О поверхностном натяжении магнитной жидкости// Магнитная гидродинамика, 1986, №1, с.73-78.
4. Голубятников А.Н. Термодинамическая устойчивость анизотропных магнитных жидкостей и их поверхности в магнитном поле// Успехи механики, 2006, т.4, №3, с.3-25.
5. Lutsko J. F. Density functional theory of inhomogeneous liquids. IV. Squared-gradient approximation and classical nucleation theory// J. Chem. Phys., 2011, v.134, p. 164501-1-14.
6. Hansen J.-P., McDonald I. R. Theory of simple liquids// Academic Press, London, 2005.
7. Роулинсон Дж., Уидом Б. Молекулярная теория капиллярности// М.: Мир, 1986, 376 с.
8. Привороцкий И.А. Термодинамическая теория ферромагнитных доменов// УФН, 1972, т.108, вып.1, с. 43-80.
9. Жуков А. В. Влияние магнитного поля на поверхностное натяжение. Структура и устойчивость границы раздела фаз намагничивающейся жидкости// Отчет НИИ механики МГУ № 5194. М.:2013. 67 с.

## КЛАСС ТОЧНЫХ РЕШЕНИЙ ЗАДАЧИ ОБ УСКОРЕНИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

**Голубятников А.Н., Ковалевская С.Д.**  
НИИ механики МГУ имени М.В. Ломоносова  
119192, г. Москва, Мичуринский пр., 1  
факс: (495)9390165; e-mail: golubiat@mail.ru

**Резюме.** Дан класс точных решений уравнений магнитной гидродинамики с плоскими волнами, описывающий твердотельное движение идеально проводящего газа в заданном однородном гравитационном поле. Движение вызвано воздействием поршня, создающего ударную волну, распространяющуюся по начальному состоянию равновесия с падающей плотностью. Решения содержит одну произвольную функцию лагранжевой переменной, выбор которой влияет на всю картину движения. Рассматриваются примеры движений. Обсуждается линейное приближение.

**1. Введение.** Процессы ускорения ударных волн за счет падения начальной плотности могут иметь место как в атмосферах звезд, так и планет, подвергающихся локальному нагреву или ионизации. Этот эффект в рамках газовой динамики был обнаружен Л.И. Седовым [1] при решении задачи о сильном взрыве в среде с переменной плотностью в отсутствие противодавления. С другой стороны, с учетом начального постоянного давления падение плотности автоматически приводит к повышению скорости звука и, следовательно, скорости ударной волны, т.е. создаются условия к потере инерционности среды, неустойчивости и развитию различных динамических процессов.

Можно привести простейший пример точного решения задачи о поршне, начинающем двигаться с постоянной скоростью в газе без противодавления, который создает ускоряющуюся ударную волну при определенном законе падения равновесной начальной плотности [2, задача 25.37]. В более реальной ситуации необходимо учитывать эффекты влияния противодавления, электромагнитного и гравитационного полей, а также теорию относительности. Точные решения такой задачи в рамках специальной и общей теории относительности, но без противодавления, даны в [3], с противодавлением в специальной теории без гравитации — анонсированы в [4], с учетом замороженного поперечного магнитного поля и противодавления в ньютоновской механике, но без гравитации — в [5, 6], оценки движения ударной волны даны в [7], решение задачи в линейной постановке — в [8]. Общий обзор ранних работ можно найти в [9]. Исследование класса автомодель-

ных задач без магнитного поля со степенным падением начальной плотности дано в [10].

При этом был обнаружен эффект «обострения» [5 – 7], когда ударная волна уходит на бесконечность за конечное время, связанный с неограниченным ростом скорости звука перед ударной волной. В рамках теории относительности состояние с бесконечной температурой вообще достигается за конечное время на конечном расстоянии от начала движения [4].

Решение строится методом обратной задачи [11]. Если решения впереди и сзади ударной волны имеют, по крайней мере, две произвольные функции одной переменной, то они вместе с законом движения ударной волны определяются тремя условиями на разрыве. В данной работе исследуется случай твердотельного движения среды с замороженным магнитным полем, что позволяет в целом построить решение еще с одной произвольной функцией лагранжевой переменной, поведение которой существенно влияет на движение.

**2. Уравнения и условия на разрыве.** Рассматривается класс решений одномерной задачи с плоскими волнами и замороженным поперечным магнитным полем в рамках ньютоновской механики. Процесс — адиабатический, газ — совершенный. Используется лагранжева координата  $\xi$  как начальная.

Пусть  $x(t, \xi)$  — закон движения среды,  $v = x_t$  — скорость,  $\rho = \rho_0(\xi)/x_\xi$  — плотность,  $p = f(\xi)\rho^\gamma$  — давление,  $\gamma$  — постоянный показатель адиабаты,  $H = H_0(\xi)/x_\xi$  — магнитное поле,  $q = H^2/(8\pi)$  — магнитное давление, постоянная  $g$  — гравитационное поле. Далее везде предполагается  $1 < \gamma < 2$ . Индексы  $t, \xi$  означают частные производные, нулем отмечено начальное состояние.

Тогда уравнение движения имеет вид [12]

$$\rho_0 v_t + (p + q)_\xi + \rho_0 g = 0 \quad (2.1)$$

На разрыве отсутствие в природе магнитных токов приводит к непрерывности функции  $H_0(\xi)$ , в то время как функция  $f(\xi)$ , связанная с распределением энтропии, растет. Кроме этого, на ударной волне выполняются условия непрерывности закона движения и сохранения потоков массы, количества движения и энергии.

Удобно также ввести непрерывную массовую переменную  $m(\xi)$  уравнением  $m_\xi = \rho_0$ . Тогда условия на поверхности разрыва  $t = t_s(m)$  имеют форму

$$[x]_0^1 = 0, \quad [v - (p + q)t'_s]_0^1 = 0 \quad (2.2)$$

$$\left[ \frac{v^2}{2} + \frac{px_m}{\gamma - 1} + qx_m - (p + q)vt'_s \right]_0^1 = 0$$

где квадратные скобки обозначают разность величин в состояниях: 1 – за ударной волной и 0 – перед ней. Движение газа создается поршнем с фиксированной координатой  $m = 0$  и заданным законом движения  $x_p(t) = x(t, 0)$ .

Перед ударной волной предполагается равновесие газа

$$p_0 + q_0 = g(m_\infty - m) + q_0(m_\infty) = B_0 - gm \quad (2.3)$$

где  $m_\infty$  — полная масса газа,  $q_0(m)$  и  $x_0(m) = \xi$  — произвольные функции. Магнитное поле при  $m = m_\infty$ , где  $p_0 = 0$ , предполагается ограниченным.

**3. Точные решения.** Приведем класс простых точных решений, обладающий одной произвольной функцией лагранжевой переменной  $m$ , предполагая движение газа за ударной волной твердотельным:  $x = at^2/2 + u(m)$ , а  $p$  и  $q$  — функциями  $m$ .

Тогда из уравнения движения (2.1) следует

$$p + q = B_1 - (a + g)m, \quad p = \frac{f(m)}{u'^\gamma}, \quad q = \frac{q_0(m)}{u'^2} \quad (3.1)$$

где  $B_1 = \text{const}$ . С учетом (2.3) имеются четыре произвольные функции массы  $m$ :  $x_0$ ,  $u$ ,  $q_0$  и  $t_s$ , три из которых определяются условиями на разрыве (2.2), а одна остается произвольной.

Закон сохранения потока импульса сразу интегрируется и дает

$$t_s = \frac{C}{B_1 - B_0 - am} \quad (3.2)$$

где  $C = \text{const}$ . Если предположить, что  $B_1 = (a + g)m_\infty + q_0(m_\infty)$ , то давление  $p(m_\infty) = 0$  вместе с начальным давлением  $p_0$  (расчетный режим). Магнитное поле при этом выравнивается. При меньших  $B_1$  ударная волна даже за бесконечное время не доходит до края слоя газа, фактически останавливаясь. При больших  $B_1$  происходит распад произвольного разрыва на границе слоя, толщина которого конечна. Тогда постоянная  $C = t_0 am_\infty$ , где  $t_0$  — время начала движения поршня. Если выбрать единицы измерения как  $g = 1$ ,  $m_\infty = 1$ ,  $t_0 = 1$ , то  $t_s = (1 - m)^{-1}$ .

Условие непрерывности потока энергии может быть преобразовано к сохранению обобщенной энтальпии

$$\left[ \frac{(D - v)^2}{2} + \frac{\gamma p}{(\gamma - 1)\rho} + \frac{2q}{\rho} \right]_0^1 = 0 \quad (3.3)$$

где  $D = dx_0/dt = x'_0/t'_s$  — скорость движения разрыва.

Соотношение (3.3) линейно относительно  $q_0$ , поэтому после некоторых преобразований с учетом интеграла (3.2) оно может быть приведено к равенству

$$(2 - \gamma)q_0 D = \left(\frac{D}{t_s} - a\right) \left(\frac{D}{t_s} - \frac{\gamma + 1}{2}a - \gamma - \gamma q_0(1)t_s\right) \quad (3.4)$$

Отсюда следует асимптотика скорости ударной волны  $D \approx 2q_0(1)t^2 \quad t \rightarrow \infty$ .

После задания функции  $D(t)$  с данной асимптотикой, с помощью интеграла (3.2), равенства (3.4) и непрерывности закона движения  $x_0 = at_s^2/2 + u$  находятся все остальные функции.

**4. Примеры течений.** Рассмотрим несколько примеров.

а) Пусть магнитное поле вообще отсутствует. Тогда

$$D = \left(\frac{\gamma + 1}{2}a + \gamma\right) t, \quad x_0 = \left(\frac{\gamma + 1}{2}a + \gamma\right) \frac{1}{2(1 - m)^2} = \xi$$

Аддитивная постоянная опущена. Откуда следует, что начальная плотность  $\rho_0 = m\xi \sim \xi^{-3/2}$ .

В этом случае даже при сколь угодно малом ускорении поршня  $a$  ударная волна уходит на бесконечность с конечным ускорением  $\gamma$  (в единицах  $g$ ).

б) Пусть начальное магнитное давление постоянно  $q_0 = q_0(1)$ . Тогда скорость ударной волны  $D(t)$  определяется бóльшим решением квадратного уравнения (3.4). Использование асимптотики  $D \approx 2q_0 t^2$  дает

$$x_0 \approx \frac{2q_0 t_s^3}{3} = \frac{2q_0}{3(1 - m)^3}$$

Начальная плотность  $\rho_0 \approx (2q_0/81)^{1/3} \xi^{-4/3}$ .

в) Если формула  $D = 2q_0(1)t^2$  точна, то

$$q_0(m) = \left(q_0(1) - \frac{a(1 - m)}{2}\right) \left(1 - \frac{(a(\gamma + 1) + 2\gamma)(1 - m)}{2(2 - \gamma)q_0(1)}\right)$$

При этом  $q_0(1)$  должно быть достаточно большим. В данном случае главный член убывания начальной плотности тот же, что и в примере б).

г) Можно рассмотреть и «дрожание» ударной волны, когда  $D = 2q_0(1)t^2 + A \sin(\omega t)$ , где  $A$  достаточно мало. При этом необходимое магнитное давление  $q_0(m)$  определяется равенством (3.4) с заменой  $t_s = (1 - m)^{-1}$ .

При малом  $A$  легко вычисляется поправка к формуле пункта в).

д) Рассмотрим также прохождение ударной волны через поперечный двойной токовый слой. Пусть начальное магнитное поле отлично от нуля только на отрезке  $m \in [\alpha, \beta]$ ,  $0 < \alpha < \beta < 1$ , где

$$q_0 = A \sin^2 \frac{\pi(m - \alpha)}{\beta - \alpha}$$

Тогда, заменяя  $m = 1 - 1/t$  и решая квадратное уравнение (3.4), получим искомое  $D(t)$ . При малом  $A$  можно вычислить поправки к формулам пункта а).

**5. Линейное приближение.** В случае слабых ударных волн можно применять линейное приближение, считая  $x = \xi + u(t, \xi)$  и пренебрегая ростом энтропии. Тогда скорость ударной волны вообще не зависит от источника возмущений (работы поршня или взрыва) и определяется только начальной скоростью звука  $D(\xi) = ((\gamma p_0 + 2q_0)/\rho_0)^{1/2}$ . С учетом уравнений равновесия  $g\rho_0 = -(p_0 + q_0)_\xi$ , задавая функции  $p_0(\xi)$  и  $q_0(\xi)$ , можно получить самые различные движения разрыва. Затем решается уравнение движения

$$\rho_0 u_{tt} - (\rho_0 D^2 u_\xi)_\xi = 0 \quad (5.1)$$

при  $u = 0$  на правой характеристике и заданном законе движения поршня.

Естественным ограничением может служить учет теплопроводности в состоянии равновесия перед ударной волной. Тогда температура или отношение  $p_0/\rho_0$  при постоянном коэффициенте теплопроводности и отсутствии объемного притока тепла удовлетворяет уравнению Лапласа, т.е. линейно:  $p_0 = (A + B\xi)\rho_0$ . Остается произвольным только распределение магнитного давления  $q_0(\xi)$ .

В результате получим

$$D^2 = (A + B\xi)(\gamma + 2q_0/p_0)$$

где давление  $p_0(\xi)$  определяется через функцию  $q_0(\xi)$  путем решения линейного уравнения

$$p'_0 + \frac{g p_0}{A + B\xi} = -q'_0$$

При отсутствии магнитного давления или его пропорциональности обычному давлению уравнение (5.1) сводится к хорошо известному уравнению Эйлера–Дарбу, которое может быть полностью решено с использованием специальных функций даже при произвольном движении поршня.

**Заключение.** На простых примерах, связанных с построенным классом точных решений уравнений магнитной гидродинамики, отвечающих специальному движению проводящего газа за ударной вол-

ной, показано, что несмотря на тормозящее влияния поля тяжести существуют условия, связанные с подходящим падением начальной плотности газа, когда даже очень малое ускорение поршня создает движение ударной волны с конечным ускорением, а наличие даже небольшого постоянного магнитного поля настолько усиливает этот эффект, что приводит к неограниченному росту ускорения разрыва.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 14-01-00056).*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике // М.: Наука, 1981. — 448 с.
2. Галин Г.Я., Голубятников А.Н., Каменярж Я.А., Карликов В.П., Куликовский А.Г., Петров А.Г., Свешникова Е.И., Шикина И.С., Эглит М.Э. Механика сплошных сред в задачах // М.: Моск. лицей, 1996. Т. 1; — 396 с.; т. 2; — 394 с.
3. Голубятников А.Н. О механизме отделения энергии-импульса от массы покоя // Механика. Современные проблемы. М.: Изд-во МГУ, 1987. — с. 152-157. См. также: Аэромеханика и газовая динамика. 2002. № 1. — с. 73-77.
4. Голубятников А.Н., Ковалевская С.Д. Об ускорении релятивистских ударных волн // Тр. 3-й Рос. школы-семинара «Современные проблемы теории гравитации и космологии». Казань: Казанск. ун-т, 2012. — с. 23-27.
5. Голубятников А.Н., Ковалевская С.Д. Об ускорении ударных волн в релятивистской плазме // Тр. 48-й Всерос. конф. по проблемам физики частиц, физики плазмы и конденсированных сред, оптоэлектроники. М.: Изд-во РУДН, 2012. — с. 253-256.
6. Голубятников А.Н. Об ускорении ударных волн и концентрации энергии // Тр. МИАН им. В.А. Стеклова. 2013. Т. 281. — с. 162-169.
7. Голубятников А.Н., Ковалевская С.Д. Об ускорении ударных волн в релятивистской плазме // Тр. 4-й Всерос. конф. «Физико-химические и прикладные проблемы магнитных дисперсных наносистем». Ставрополь: Изд-во СКФУ, 2013. — с. 41-46.
8. Тверской Б.А. О влиянии магнитного поля на увеличение амплитуды акустических волн в среде с падающей плотностью // Докл. АН СССР. 1962. Т. 144, № 2. — с. 338-340.
9. Коробейников В.П. Задачи теории точечного взрыва // М.: Наука, 1985. — 400 с.
10. Голубятников А.Н., Ковалевская С.Д. Автомодельные движения газа в поле тяжести // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2014. № 3. — с. 123-132.
11. Голубятников А.Н. О сферически-симметричном движении гравитирующего газа при наличии сильной ударной волны // Докл. АН СССР. 1976. Т. 227, № 5. — с. 1067-1070.
12. Куликовский А.Г., Любимов Г.А. Магнитная гидродинамика // М.: Логос, 2005. — 328 с.

## ДЕФОРМАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В НЕОДНОРОДНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

**Пелевина Д.А., Налетова В.А., Турков В.А.**

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова  
119992, Москва, Ленинские горы



Пелевина Дарья Андреевна к.ф.-м.н, научный сотрудник НИИ Механики МГУ. Имеет 38 научных публикаций, в том числе 8 статей в журналах. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФИ.



Налетова Вера Арсеньевна д.ф.-м.н., профессор кафедры гидромеханики механико-математического факультета МГУ. Имеет более 80 статей в реферируемых журналах. Научно-исследовательская работа в области гидродинамики магнитных жидкостей неоднократно поддерживалась грантами РФФИ.

Турков Владимир Андреевич к.ф.-м.н, ведущий научный сотрудник НИИ Механики МГУ. Имеет более 40 статей в реферируемых журналах.

### **Введение.**

Поверхность магнитной жидкости (МЖ) около тел из хорошо намагничивающихся материалов, в однородном приложенном магнитном поле была исследована в небольшом числе работ. В [1] экспериментально и теоретически рассматривается плоская задача о форме свободной поверхности бесконечного объема МЖ, находящейся в состоянии насыщения, вблизи намагничивающегося металлического клина в поле внешнего однородного магнитного поля и сил тяжести. Показано, что при некоторой критической величине поля происходит отрыв части МЖ с прилипанием его к острию клина.

Управлять процессом закалки и проводить локально неоднородное охлаждение тел в МЖ возможно, используя магнитное поле. В связи с этим в [2] экспериментально и теоретически исследована равновесная форма свободной поверхности МЖ вокруг вертикального намагничивающегося цилиндра в горизонтальном однородном магнит-

ном поле. Рассмотрены различные объемы MF. Теоретическое исследование проведено в безындукционном приближении, без учета поверхностного натяжения для случая, когда MF находится в состоянии насыщения.

Поведение поверхности сильно намагничивающейся MF, содержащей ферромагнитное цилиндрическое тело, для двух различных способов изменения приложенного однородного магнитного поля изучено в [3] экспериментально и теоретически.

В данной работе экспериментально и теоретически исследовано поведение поверхности раздела между слабо намагничивающейся MF, содержащей ферромагнитный цилиндр, и немагнитной жидкостью в однородных постоянных магнитных полях, при различных способах подачи магнитной жидкости, и в переменных магнитных полях с различной скоростью изменения. Поднятие уровня MF над ферромагнитным телом в магнитных полях может быть использовано в качестве поршня в перекачивающих устройствах или дозиметрах.

#### **Эксперимент.**

Проведено экспериментальное исследование формы поверхности раздела немагнитной жидкости и MF, содержащей цилиндрическое тело из намагничивающегося материала (феррит) в однородном приложенном магнитном поле (см. рис. 1,а). В эксперименте исследован фиксированный объем  $V_f = 1 \text{ см}^3$  водорастворимой MF DEPO 6 (начальная восприимчивость  $\chi_0 = 0.011$ , намагниченность насыщения  $M_{fs} = 5.218 \text{ Гс}$ , коэффициент поверхностного натяжения магнитная жидкость – масло  $\sigma = 20.7 \text{ дин/см}$ , плотность  $\rho_f = 1.41 \text{ г/см}^3$ , угол смачивания MF и стенки  $\theta_s = 132.5^\circ$ , угол смачивания MF и поверхности тела  $\theta_b = 142.2^\circ$ ). Над MF помещается несмешивающееся с ней трансформаторное масло (объем  $V_s = 1.2 \text{ см}^3$ , плотность  $\rho_s = 0.96 \text{ г/см}^3$ , вязкость  $\eta_s = 0.25 \text{ дин}\cdot\text{с/см}^2$ ). Трансформаторное масло и MF помещались в кювету прямоугольной формы из оргстекла (длина  $L = 2R_v = 4.5 \text{ см}$ , глубина  $\delta_v = 0.3 \text{ см}$ , высота кюветы  $2 \text{ см}$ ). В центре кюветы, на дне, герметично вклеен цилиндр из намагничивающегося материала. Концы концентратора удалены на достаточное расстояние от контейнера, чтобы избежать краевых эффектов. Концентратор выполнен из феррита и имеет радиус  $R_b = 0.4 \text{ см}$ .

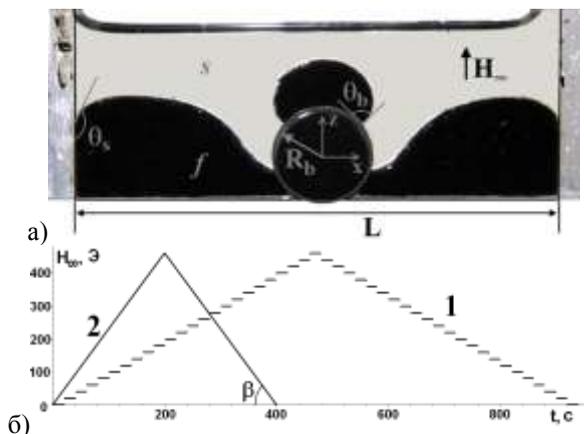


Рис. 1. а – Форма МГ при  $H_\infty = 400$  Э. б – Изменение приложенного поля  $H_\infty$  во времени в эксперименте.

Однородное вертикальное приложенное магнитное поле  $H_\infty$  создается электромагнитными катушками Гельмгольца. Ток в катушках управляется при помощи пакета программ LabView. Максимальное значение поля, которое может создаваться катушками — 468 Э. Рассмотрены случаи постоянного поля, квазистатического «ступенчатого» поля (постоянное значение магнитного поля удерживается в течение 20 с, а затем увеличивается на  $\Delta H$  Э, и так далее от 0 до 460 Э, затем магнитное поле уменьшается до 0, см. рис. 1 б), линия 1;  $\Delta H$  варьировалась в эксперименте) и непрерывное переменное поле ( $H_\infty$  сначала увеличивается с постоянной скоростью  $a = \text{tg}\beta$  Э/с до 450 Э, а затем уменьшается до нуля со скоростью  $-a$ , (см. рис. 1, б), линия 2; параметр  $a$  варьировался в эксперименте).

**Постоянное магнитное поле.** Во включенном постоянном вертикальном магнитном поле в кювету, заполненную трансформаторным маслом, различными способами, при помощи шприца, подавалась МГ. Таким способом во всем возможном диапазоне полей ( $H_\infty \leq 465$  Э) экспериментально обнаружены различные устойчивые формы поверхности МГ (рис. 2 а)):

- один симметричный объем без каверн;
- два объема симметричных относительно оси  $z$  без каверн, два не симметричных относительно оси  $z$ , как с каверной, так и без нее;
- три объема (с каплей на теле), симметричные и не симметричные;

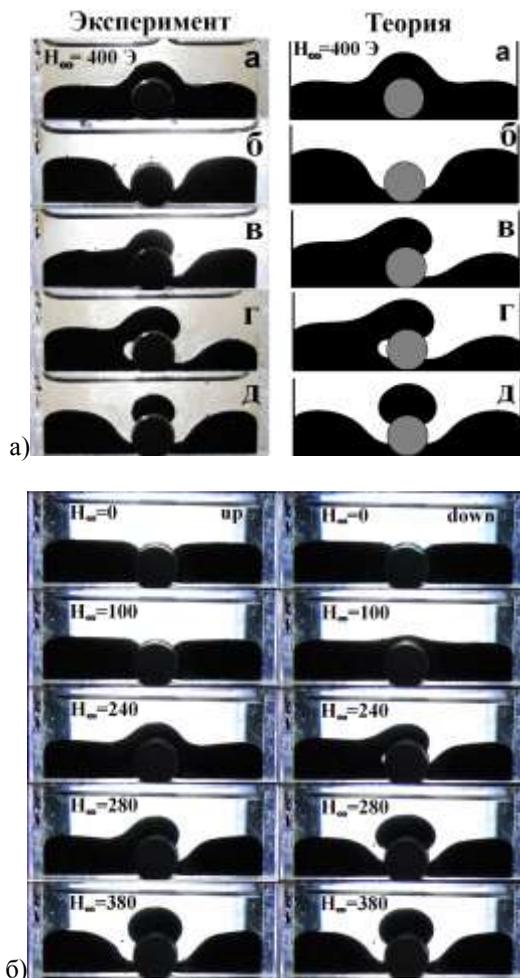


Рис. 2. а – Различные формы MF при  $H_{\infty} = 400$  Э в эксперименте и теории.  
 б – Поведение MF при ступенчатом изменении поля ( $\Delta H = 20$  Э) в возрастающем (слева) и убывающем (справа) поле.

**Квазистатическое (ступенчатое) изменение магнитного поля.** Рассмотрен случай, когда вертикальное магнитное поле изменяется ступенчато, (см. рис. 1 б), линия 1. При этом наблюдались резкие изменения формы MF и гистерезисные явления: форма при возрастающем поле не совпадала с формой в убывающем поле.

Например, при  $\Delta H = 20$  Э, см. рис. 2 б), в возрастающем магнитном поле два независимых объема при  $H_\infty = 200$  Э становятся одним объемом, затем при  $H_\infty = 280$  Э вновь разрывается на два не симметричных объема, далее при  $H_\infty = 380$  Э от левого объема отделяется капля MF, удерживаемая полем на теле. MF остается трехсвязной при увеличении поля до  $H_\infty = 460$  Э. В убывающем поле три объема MF переходят в два при  $H_\infty = 240$  Э, два объема сливаются в один при  $H_\infty = 100$  Э, см. рис. 2 б). Когда поле выключается, MF вновь разделяется на два равных объема. Поведение MF существенно зависит от высоты ступеньки  $\Delta H$ . При увеличении  $\Delta H$  наблюдается меньшее число переходов, например, при  $\Delta H = 50$  Э наблюдаются только один и два объема MF.

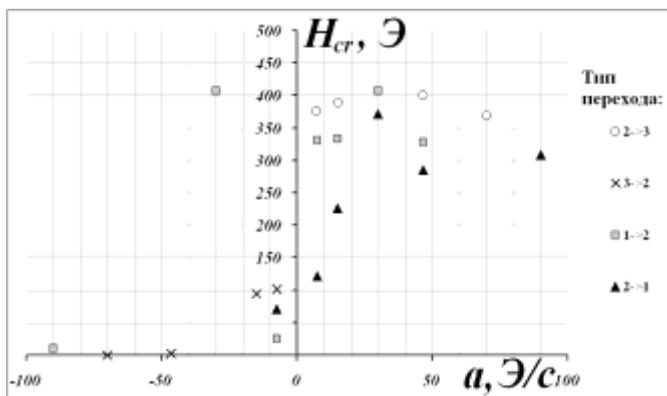


Рис. 3. Значения поля, при которых происходят скачкообразные изменения MF, при непрерывном изменении  $H_\infty$  со скоростью  $a$ .

**Непрерывно меняющееся магнитное поле.** Исследовалось поведение объема MF в непрерывно меняющемся магнитном поле, (см. рис. 1 б), линия 2. В начальный момент времени MF разделена на два равных объема. Для любых скоростей изменения поля  $a$  наблюдались резкие изменения формы и гистерезисные явления. Количество и виды переходов зависят от скорости изменения поля  $a$ . На рис. 3 по вертикальной оси отложены значения  $H_\infty$ , при которых происходят скачкообразные изменения формы поверхности MF, по горизонтальной – скорость изменения поля  $a$ . Положительная скорость соответствует возрастающему полю, а отрицательная – убывающему. При меньших скоростях изменения поля  $a$  происходит большее количество переходов.

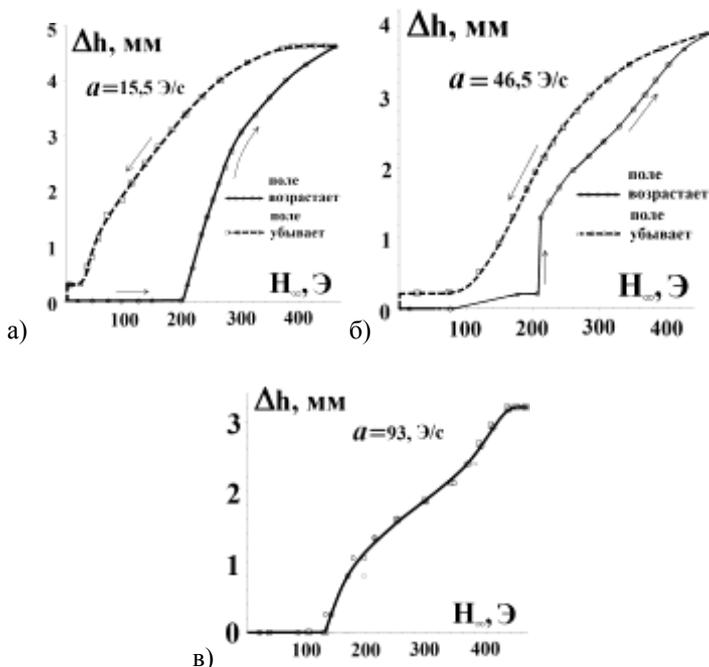


Рис. 4. Зависимость высоты подъема MF над концентратором от  $H_\infty$  для различных скоростей изменения поля  
 а)  $a = 15,5 \text{ Oe/s}$ ; б)  $a = 46,5 \text{ Oe/s}$ ; в)  $a = 93 \text{ Oe/s}$ .

На рис. 4а представлена зависимость высоты подъема MF  $\Delta h = h(x=0) - R_b$  над концентратором от величины приложенного поля  $H_\infty$  для  $a = 15,5 \text{ Oe/s}$ . При малых скоростях высота MF при возрастающем поле существенно отличается от высоты при убывающем поле, что демонстрирует гистерезис формы поверхности магнитной жидкости. При большей скорости ( $a = 46,5 \text{ Oe/s}$ , см. рис. 4б)) разность высоты MF при возрастающем и убывающем поле уменьшается. При достаточно высокой скорости изменения поля ( $a = 93 \text{ Oe/s}$ , см. рис. 4в)) высота в возрастающем поле совпадает с высотой в убывающем поле. Таким образом, гистерезис уменьшается при возрастании скорости  $a$ . Также с возрастанием  $a$  уменьшается максимальная высота поверхности, которой достигает магнитная жидкость при  $465 \text{ Oe}$ .

В экспериментах в переменном магнитном поле  $H_\infty$ , циклически возрастающем и убывающем по любому закону, наблюдались скачкообразные изменения формы MF и гистерезис этой формы. Число скач-

ков и значения поля, при которых они происходят, зависит от закона изменения поля.

### Теория. Расчет равновесных форм поверхности MF.

Рассмотрим цилиндрический концентратор радиуса  $R_b$ , находящееся на дне прямоугольного сосуда ширины  $L$ , наполненного тяжелой MF. Центр декартовой системы координат  $x, z$  совпадает с центром тела, (см. рис. 1а). Приложенное магнитное поле  $H_\infty$  однородное вертикальное. Параметры тела, MF и окружающей среды обозначены индексами  $b, f$ , и  $s$ , соответственно. Движением окружающей среды пренебрегается. Пусть намагниченность окружающей среды  $M_s=0$ , намагниченность тела велика и линейно зависит от напряженности магнитного поля  $M_b = \chi_b H$ ,  $\chi_b = const \gg 1$ . Намагниченность MF зависит от магнитного поля:  $M_f = M_{mf} L(\xi)$ , где  $L(\xi) = \text{cth}(\xi) - 1/\xi$ ,  $\xi = mH/kT$ . Здесь  $M_{mf}$  – намагниченность насыщения,  $T$  – температура,  $k$  – константа Больцмана,  $m$  – магнитный момент ферромагнитной частицы. Предположим, что намагниченность тела много больше намагниченности MF ( $M_b \gg M_f$ ), и верно безындукционное приближение ( $H \gg 4\pi M_f$ ), т.е. поверхность MF не искажает магнитное поле  $H$ . При этом величина неоднородного магнитного поля  $H$  вокруг цилиндра вычисляется по формуле:  $\mathbf{H} = \nabla\varphi$ ,  $\varphi = H_\infty z + AH_\infty z / (x^2 + z^2)$ ,  $A = -R_b^2$ .

Условие для определения статической формы поверхности MF  $z=h(x)$  имеет вид:

$$C - \Delta\rho gh - P = \pm \sigma h'' / (1 + h'^2)^{3/2}, \quad P(H) = \int M_f(H) dH, \\ H = H(x, z = h), \quad (1)$$

Здесь  $C = const$  – константа интегрирования уравнения движения,  $\Delta\rho = \rho_s - \rho_f$ ,  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения. На стенке сосуда задан угол смачивания  $\theta_s$ , а на поверхности тела угол смачивания  $\theta_b$ . Объем MF  $V_0$  считается постоянным.

Уравнение (1) является нелинейным обыкновенным дифференциальным уравнением второго порядка относительно  $h$ . Задача сводится к начальной методом пристрелки и решается численно методом Рунге-Кутты второго порядка. Программа численного расчета позволяет определить различные формы поверхности, которые могут реализовываться в заданном магнитном поле, а также вычислить величины приложенного магнитного поля, при которых существуют различные решения.

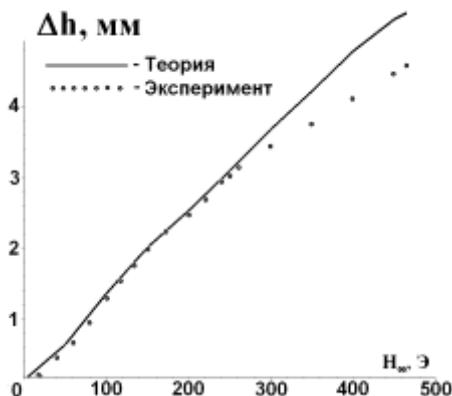


Рис. 5. Высота подъема одного объема MF над концентратором  $\Delta h$  для различных значений  $H_\infty$  постоянных в эксперименте и в расчете

Проведены расчеты для значений параметров, реализованных в эксперименте с постоянным магнитным полем. Численно получено, что MF может занимать либо один объем (в диапазоне приложенных полей  $H_\infty \leq 465$  Э), либо два объема как симметричной, так и не симметричной формы ( $H_\infty < 1080$  Э), либо три объема, (см. рис. 2а). Также MF может содержать включения не намагничивающейся жидкости. Таким образом, во всем диапазоне полей, которые создавались в эксперименте (при  $0 < H_\infty \leq 465$  Э), теоретически получены те же формы поверхности, что и в эксперименте. Существование множества равновесных форм в исследуемом диапазоне магнитных полей означает возможность скачкообразного изменения формы MF при изменении величины магнитного поля, что и наблюдается в эксперименте с переменным магнитным полем.

Проведено сравнение высоты подъема поверхности одного объема MF в центре сосуда над цилиндром  $\Delta h = h(x=0) - R_b$ , полученной в эксперименте и при теоретических расчетах статики для различных значений постоянного приложенного магнитного поля  $H_\infty$  (см. рис. 5). Видно, что результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментом.

**Выводы.** Проведено экспериментальное и теоретическое исследование формы поверхности MF постоянного объема, содержащей цилиндрический концентратор, в вертикальном однородном приложенном магнитном поле. В случае постоянного магнитного поля ( $0 \leq H_\infty \leq 465$  Э) получены теоретически и наблюдались в эксперимен-

те различные устойчивые равновесные формы поверхности МЖ, состоящие из одного, двух или трех объемов, реализуемые при различных способах подачи МЖ. Вычислены диапазоны полей, в которых существуют различные типы равновесных форм и теоретически предсказана возможность скачкообразных изменений формы МЖ в переменных магнитных полях. Экспериментально в переменных магнитных полях с различными скоростями изменения обнаружены скачкообразные изменения и гистерезис формы объема МЖ. Показано хорошее совпадение теоретических и экспериментальных результатов (в случае постоянного магнитного поля).

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. **Кирюшин В.В., Параскевопуло О. Р.** Форма поверхности капли магнитной жидкости вблизи острия магнитного клина // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа, 1992. № 4, с. 113 - 119.
2. **Гогосов В.В., Симоновский А.Я.** О локально-неоднородном охлаждении при закалке в магнитной жидкости // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа, 1989. № 2, с. 3 - 11.
3. **Naletova V.A., Turkov V.A., Plevina D.A., Rozin, A.V., Zimmermann K., Popp J., Zeidis I.** Behavior of a free surface of a magnetic fluid containing a magnetizable cylinder // JMMM. 2012. Vol. 324. pp. 1253–1257.

## МАГНИТНАЯ ЖИДКОСТЬ, ОГРАНИЧЕННАЯ КОНИЧЕСКИМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ, В ПОЛЕ ПРОВОДНИКА С ТОКОМ В СЛУЧАЕ СМАЧИВАНИЯ

**Виноградова А.С., Налетова В.А., Турков В.А.**

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,  
119991, Москва, Ленинские горы, 1. E-mail: [vinogradova-as@mail.ru](mailto:vinogradova-as@mail.ru)



Виноградова Александра Сергеевна окончила механико-математический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова в 2010 году. Имеет 32 научные публикации. В настоящее время является н.с. лаборатории физико-химической гидродинамики НИИ механики МГУ.



Налетова Вера Арсеньевна – д.ф.-м.н., профессор кафедры гидромеханики механико-математического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова и в.н.с. лаборатории физико-химической гидродинамики НИИ механики МГУ. Имеет более 200 научных публикаций. Научно-исследовательская работа в области гидродинамики магнитных жидкостей неоднократно поддерживалась грантами РФФИ.



Турков Владимир Андреевич – к.ф.-м.н., в.н.с. лаборатории физико-химической гидродинамики НИИ механики МГУ. Имеет более 150 научных публикаций.

**Введение.** Форма поверхности магнитной жидкости в магнитном поле линейного проводника с током меняется при постепенном изменении магнитного поля, причем при некоторых значениях тока могут наблюдаться гистерезисные и скачкообразные явления. В [1] скачкообразное изменение формы капли магнитной жидкости на линейном проводнике с током было исследовано теоретически и экспериментально. В [2] вычислены зависимости объема такой капли от толщины капли и показано, что для достаточно больших капель (при любом угле смачивания) могут наблюдаться и скачкообразные изменения толщины капли, и гистерезис толщины капли. Капля магнитной жидкости может занимать любое положение вдоль оси проводника. Положение магнитной жидкости можно зафиксировать, если поместить ее на осесимметричную поверхность переменного сечения, по оси которой течет линейный ток. В [3] теоретически исследована магнитная жидкость, ограниченная коническими поверхностями, в поле про-

водника с током в случае несмачивания. Показано, что для достаточно больших объемов капель и достаточно больших токах могут наблюдаться и скачкообразные изменения толщины капли, и гистерезис формы магнитной жидкости. Значения объема и тока, больше которых наблюдаются эти явления, возрастают с ростом углов растворов конических поверхностей. Даже при малых углах раствора скачкообразные изменения толщины капли и гистерезис формы магнитной жидкости могут быть только в притоках не достижимых в эксперименте [2].

В данной работе теоретически исследуется магнитная жидкость, ограниченная коническими поверхностями, в поле проводника с током в случае смачивания. Работа проводилась при поддержке РФФИ (проекты 13-01-00703, 14-01-90003 и 14-01-31146).

**Постановка и решение задачи о магнитной жидкости, ограниченной коническими поверхностями, в магнитном поле линейного проводника с током в случае смачивания.** Пусть тяжелая, несжимаемая, однородная, изотермическая магнитная жидкость конечного объема  $V$  ограничена двумя соосными усеченными круговыми коническими поверхностями с углами раствора  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ ,  $0^\circ < \alpha_1, \alpha_2 < 90^\circ$ . На оси этих поверхностей находится линейный проводник радиуса  $r_0$  с током  $I$ . Вокруг магнитной жидкости находится немагнитная жидкость с той же плотностью (случай гидроневесомости). Магнитная жидкость смачивает окружающие ее твердые поверхности, то есть  $0^\circ \leq \theta_1, \theta_2 \leq 90^\circ$ , где  $\theta_1$  и  $\theta_2$  – углы смачивания магнитной жидкостью верхней и нижней конических поверхностей, соответственно. Отношения порядка между углами  $\alpha_i$  и  $\theta_i$ ,  $i = 1, 2$  задают четыре качественно отличающиеся друг от друга формы свободной поверхности магнитной жидкости. В данной работе будет рассмотрен лишь форма, изображенная на рис. 1, когда  $0^\circ \leq \theta_i \leq \alpha_i < 90^\circ$ ,  $i = 1, 2$ .

В силу симметрии задачи поверхность жидкости есть поверхность вращения, т.е.  $z = h(r)$ ,  $r^2 = x^2 + y^2$  (ось  $z$  направлена по оси проводника), и магнитное поле проводника не искажается на поверхности магнитной жидкости. Магнитное поле проводника  $H = 2I/(cr)$ , где  $c$  – скорость света в вакууме [4]. Намагниченность магнитной жидкости  $M$  описывается формулой Ланжевена [5]:  $M(\xi) = M_S L(\xi)$ ,  $L(\xi) = \text{cth } \xi - 1/\xi$ ,  $\xi = mH/(kT)$ ,  $m = M_S/n$ . Здесь  $T$  – температура жидкости,  $k$  – константа Больцмана,  $M_S$  – намагниченность насыщения магнитной жидкости,  $n$  – число ферромагнитных частиц в единице объема магнитной жидкости.

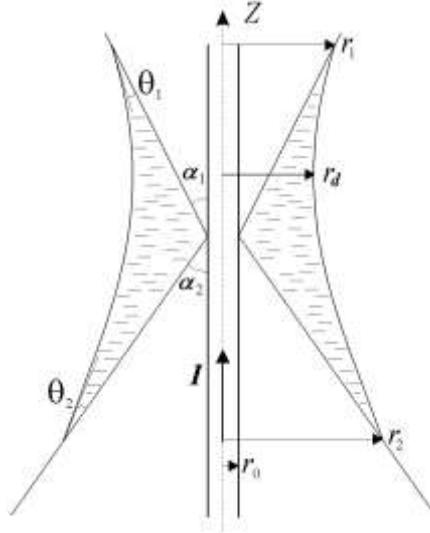


Рис. 1. Магнитная жидкость, ограниченная коническими поверхностями, в поле проводника с током в случае смачивания

Из уравнения гидростатики и граничных условий на свободной поверхности [6] можно получить общее аналитическое решение для любой осесимметричной формы свободной поверхности магнитной жидкости в любом осесимметричном магнитном поле в случае гидроневесомости. Выпишем в безразмерном виде формулы для формы поверхности верхнего (выше плоскости  $z = h_1(r_d)$ ) контакта жидкостей  $h_1(r)$  и формы поверхности нижнего (ниже плоскости  $z = h_2(r_d)$ ) контакта жидкостей  $h_2(r)$ :

$$h_1^*(r^*) = -\int_r^{r_d^*} \frac{G_1}{(1-G_1^2)^{1/2}} dr^* + D_1, G_1(r^*) = \frac{C_1}{r^*} + B_1 r^* + \frac{P_1}{r^*} \int_{r_1^*}^r r^* P^*(r^*, \xi_0) dr^*, \quad (1)$$

$$h_2^*(r^*) = -\int_r^{r_d^*} \frac{G_2}{(1-G_2^2)^{1/2}} dr^* + D_2, G_2(r^*) = \frac{C_2}{r^*} + B_2 r^* - \frac{P_1}{r^*} \int_{r_2^*}^r r^* P^*(r^*, \xi_0) dr^*,$$

где  $P^*(r^*, \xi_0) = \ln[\text{sh}(\xi_0 H^*) / (\xi_0 H^*)]$ ,  $r_d$  – минимальный радиус-вектор точек поверхности магнитной жидкости, а  $B_1, C_1, D_1, B_2, C_2, D_2$  – неизвестные константы. Здесь введены следующие безразмерные параметры:  $r^* = r/r_0$ ,  $r_i^* = r_i/r_0$ ,  $i = 1, 2$ ,  $r_d^* = r_d/r_0$ ,  $h_i^* = h_i/r_0$ ,  $H^* = H/H_0 = 1/r^*$ ,  $\xi_0 = mH_0/(kT)$ ,  $P_1 = nkTr_0/\sigma$ , где  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения. Далее звездочки опускаются и параметры считаются безразмерными, если не оговорено другое.

На линии контакта трех сред, при  $r = r_1$ , должно выполняться условие Юнга, которое дает следующее граничное условие:  $G_1(r = r_1) = \cos(\theta_1 - \alpha_1)$ . При  $r = r_d$  выполнено  $G_1(r = r_d) = 1$ . Из этих условий можно выразить значения констант  $B_1$  и  $C_1$  через  $r_1$  и  $r_d$ :

$$B_1 = -\frac{P_1 \int_{r_d}^{r_1} rP(r, \xi_0) dr + r_1 \cos(\theta_1 - \alpha_1) - r_d}{r_d^2 - r_1^2}, C_1 = r_1 \cos(\theta_1 - \alpha_1) - B_1 r_1^2. \quad (2)$$

На линии контакта трех сред, при  $r = r_2$ , должно выполняться условие Юнга, которое дает следующее граничное условие:  $G_2(r = r_2) = -\cos(\theta_2 - \alpha_2)$ . При  $r = r_d$  выполнено  $G_2(r = r_d) = -1$ . Из этих условий можно выразить значения констант  $B_2$  и  $C_2$  через  $r_2$  и  $r_d$ :

$$B_2 = -\frac{P_2 \int_{r_d}^{r_2} rP(r, \xi_0) dr + r_2 \cos(\theta_2 - \alpha_2) - r_d}{r_d^2 - r_2^2}, C_2 = -r_2 \cos(\theta_2 - \alpha_2) - B_2 r_2^2. \quad (3)$$

Между константами  $B_1$  и  $B_2$  должно выполняться соотношение, следующее из условия равновесия жидкости:

$$B_1(r_1, r_d) = -B_2(r_2, r_d). \quad (4)$$

Константы  $D_1 = h_1(r_d)$  и  $D_2 = h_2(r_d)$  определяются следующим образом:

$$h_1(r = r_1) = (r_1 - 1) \operatorname{ctg} \alpha_1, h_2(r = r_2) = -(r_2 - 1) \operatorname{ctg} \alpha_2. \quad (5)$$

Объем магнитной жидкости  $V$  по формуле:

$$V = 2\pi \left[ \int_1^{r_1} r(r-1) \operatorname{ctg} \alpha_1 dr + \int_1^{r_2} r(r-1) \operatorname{ctg} \alpha_2 dr - \int_{r_d}^{r_1} r h_1 dr + \int_{r_d}^{r_2} r h_2 dr \right]. \quad (6)$$

**Методика расчета формы поверхности магнитной жидкости в случае смачивания.** Сначала фиксируются значения тока  $\xi_0$  и радиуса  $r_d$ , затем задается параметр  $r_1$ . Далее, константы  $B_1$  и  $C_1$  вычисляются по формулам (2). После этого проверяется возможность существования решения  $h_1(r)$  из уравнений (1), то есть необходимо выполнение неравенства  $|G_1(r)| < 1$  для любых  $r$  из  $[r_d, r_1]$ . Если существует такое  $r$  из  $[r_d, r_1]$ , что  $|G_1(r)| \geq 1$ , то при заданных значениях тока  $\xi_0$ , радиуса  $r_d$  и параметра  $r_1$  статическая форма магнитной жидкости не существует. Если решение (1) существует, то из условия (4) ищутся корни  $r_2$ . Если у уравнения (4) корней нет, то при заданных значениях тока  $\xi_0$ , радиуса  $r_d$  и параметра  $r_1$  статическая форма магнитной жидкости тоже не существует. Если же корни есть, то зная  $r_2$ , по формулам (3) определяются константы  $B_2$  и  $C_2$ . Среди множества корней  $r_2$  подходят лишь те, при которых  $|G_2(r)| < 1$  для любых  $r$  из  $[r_d, r_2]$ . Если для всех найденных  $r_2$  существует  $r$  из  $[r_d, r_2]$ , что  $|G_2(r)| \geq 1$ , то статическая форма не существует. Далее, из условий (5) определяются

константы  $D_1$  и  $D_2$ . Таким образом, формы поверхности (1) верхнего контакта жидкостей  $h_1(r)$  и нижнего контакта жидкостей  $h_2(r)$  определены. Наконец, можно вычислить объем магнитной жидкости  $V$  по формуле (6).

**Численный расчет форм поверхности магнитной жидкости в случае смачивания.** Для численного расчета форм поверхности магнитной жидкости в случае смачивания задаются численные значения параметров задачи: например,  $\alpha_1 = 30^\circ$ ,  $\alpha_2 = 60^\circ$ ,  $\theta_1 = 10^\circ$ ,  $\theta_2 = 18^\circ$ ,  $r_0 = 0,13$  см,  $T = 300^\circ\text{K}$ ,  $n = 0,6 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$ ,  $M_S = 18$  Гс,  $\sigma = 18,3$  дин/см.

Зависимости  $V = V(r_d)$  при различных значениях тока  $\zeta_0$  изображены на рис. 2. При возрастании тока радиус  $r_d$  увеличивается, магнитная жидкость стремится в область больших магнитных полей, то есть притягивается к проводнику, до того момента, пока при некотором токе она полностью не заполнит область между коническими поверхностями, то есть пока форма поверхности не станет вертикальной.

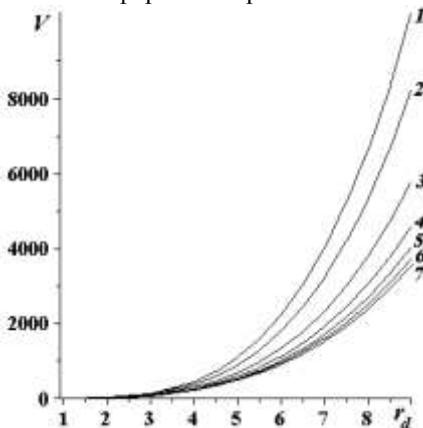


Рис. 2. Зависимости объема магнитной жидкости  $V$  от радиуса  $r_d$  в случае смачивания для различных значений тока  $\zeta_0$ : линия 1 при  $\zeta_0 = 0$ ; 2 –  $\zeta_0 = 0,5$ ; 3 –  $\zeta_0 = 1$ ; 4 –  $\zeta_0 = 1,5$ ; 5 –  $\zeta_0 = 2$ ; 6 –  $\zeta_0 = 2,5$ ; 7 –  $\zeta_0 = 3$

**Выводы.** Предложена методика расчета формы поверхности магнитной жидкости в случае смачивания при данной геометрии задачи. Проведенный численный анализ при некоторых параметрах задачи (при больших углах раствора конических поверхностей) показывает, что гистерезисные и скачкообразные изменения формы поверхности магнитной жидкости в случае смачивания отсутствуют даже при достаточно больших значениях токов. Это связано с тем, что, как и в случае несмачивания, значения объема и тока, больше которых наблюда-

ются эти явления, возрастают с ростом углов растворов конических поверхностей.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. **J.-C. Bacri, C. Frenois, R. Perzynski, D. Salin.** Magnetic Drop-sheath Wetting Transition of a Ferrofluid on a Wire // *Rev. Phys. Appl.*, vol. 23, 1988, no. 6, pp. 1017- 1022.
2. **A.S. Vinogradova, V.A. Naletova, V.A. Turkov, A.G. Reks.** Hysteresis of the shape of a finite magnetic fluid volume in axisymmetric magnetic fields // *Magneto hydrodynamics*, vol. 49, 2013, no. 1-2, pp. 119-126.
3. **A.S. Vinogradova, V.A. Naletova, V.A. Turkov, A.G. Reks.** Influence of apex angles of limiting conic surfaces on the hysteresis of the shape of a magnetic fluid drop on a line conductor // *Magneto hydrodynamics*, vol. 49, 2013, no. 3-4, pp. 350-354.
4. **Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц.** Электродинамика сплошных сред // М.: Наука, 1982.
5. **Вонсовский С.В.** Магнетизм // М.: Наука, 1971.
6. **Розенцвейг Р.** Феррогидродинамика // М.: Мир, 1989.

## О НЕУСТОЙЧИВОСТИ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ НЕЛИНЕЙНО НАМАГНИЧИВАЮЩЕЙСЯ ФЕРРОЖИДКОСТИ В НАКЛОННОМ ПОЛЕ

**В.А. Кажан**

Российский Государственный Аграрный Университет –  
МСХА им. К.А. Тимирязева

127550 Москва, Тимирязевская ул., 49, e-mail: matmsuee@yandex.ru

**В.М. Коровин**

Институт механики МГУ им. М.В. Ломоносова

119192 Москва, Мичуринский просп., 1, e-mail: korovin@imec.msu.ru

Рассматривается плоский слой покоящейся магнитной жидкости, покрывающий горизонтальную немагнитную пластину произвольной в плане формы. Верхняя граница слоя является свободной поверхностью, разделяющей жидкость и газ, имеющий постоянное давление  $p_a$ . Покрывая жидким слоем пластина помещена в однородное горизонтальное магнитное поле, создаваемое внешним устройством. Протяженность слоя в любом направлении велика по сравнению с его толщиной  $c_0$ . Ввиду этого область вблизи края пластины, в которой за счет краевого эффекта поле неоднородно, мала.

Введем прямоугольную декартову систему координат  $x, y, z$  с базисом  $\mathbf{a}_x, \mathbf{a}_y, \mathbf{a}_z$ , ось  $x$  которой параллельна приложенному горизонтальному магнитному полю  $H_{0x}\mathbf{a}_x$ , а ось  $z$  направлена вверх. Система координат выбрана таким образом, что свободная поверхность покоящейся жидкости совпадает с координатной плоскостью  $z = 0$ .

В момент времени  $t = 0$  включается достаточно сильное однородное при  $z \rightarrow \pm \infty$  вертикальное поле  $H_{0z}\mathbf{a}_z$ . Предполагается, что под действием магнитных сил жидкость при  $t > 0$  приходит в движение. Вследствие этого свободная поверхность перестает быть плоской и возникает возмущение наклонного кусочно-однородного в начальный момент поля, являющегося (в слое) суперпозицией приложенного и размагничивающего полей.

Будем отмечать индексами  $j = 1, 2, 3$  магнитное поле  $\mathbf{H}_j(x, y, z, t) = (H_{jx}, H_{jy}, H_{jz})$  и вектор магнитной индукции  $\mathbf{B}_1 = \mu\mathbf{H}_1, \mathbf{B}_2 = \mu_0\mathbf{H}_2, \mathbf{B}_3 = \mu_0\mathbf{H}_3$  в областях, занятых магнитной жидкостью ( $j = 1$ ) и немагнитными средами, расположенными выше

( $j = 2$ ) и ниже ( $j = 3$ ) жидкого слоя. Здесь  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м – магнитная постоянная,  $\mu = \mu_0 \mu_r$  – магнитная проницаемость, а  $\mu_r$  – относительная магнитная проницаемость феррожидкости. Предполагается, что  $\mu_r$  зависит от  $H_1 = \sqrt{H_{1x}^2 + H_{1y}^2 + H_{1z}^2}$ .

Обозначим через  $\mathbf{M} = \chi \mathbf{H}_1$  вектор намагниченности, где  $\chi(H_1) = \mu_r(H_1) - 1$  – магнитная восприимчивость. С использованием  $\mathbf{M}$  имеем  $\mathbf{B}_1 = \mu_0(\mathbf{M} + \mathbf{H}_1)$ . В случае однородной по составу магнитной жидкости, температура которой всюду одинакова, плотность объемных магнитных сил  $\mathbf{f}_m = \mu_0 M \nabla H_1$  имеет потенциал

$$\mathbf{f}_m = \nabla U_m, \quad U_m = \mu_0 \int_{H_1(x_0, y_0, -c_0, t)}^{H_1(x, y, z, t)} M dH, \quad \nabla = \mathbf{a}_x \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{a}_y \frac{\partial}{\partial y} + \mathbf{a}_z \frac{\partial}{\partial z},$$

где  $(x_0, y_0, -c_0)$  – фиксированная точка нижней границы слоя.

Магнитное поле  $\mathbf{H}_j = \nabla u_j$  описывается уравнениями магнитостатики

$$\mu \left( \frac{\partial^2 u_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_1}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_1}{\partial z^2} \right) + \frac{\mu_t - \mu}{|\nabla u_1|} \nabla u_1 \cdot \nabla |\nabla u_1| = 0, \quad \mu_t = \frac{dB_1}{dH_1}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 u_l}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_l}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_l}{\partial z^2} = 0, \quad l = 2, 3$$

Граничные условия, условия при  $z \rightarrow \pm \infty$  и дополнительно налагаемое при  $|x| \rightarrow \infty$  условие, связанное с пренебрежением краевым эффектом, имеют вид

$$z = \zeta(x, y, t): \quad u_1 = u_2, \quad \mu \frac{\partial u_1}{\partial n} = \mu_0 \frac{\partial u_2}{\partial n}, \quad (2)$$

$$z = -c_0: \quad u_1 = u_3, \quad \mu \frac{\partial u_1}{\partial z} = \mu_0 \frac{\partial u_3}{\partial z},$$

$$z \rightarrow +\infty: \quad \nabla u_2 \rightarrow H_{0z} \mathbf{a}_z, \quad z \rightarrow -\infty: \quad \nabla u_3 \rightarrow H_{0z} \mathbf{a}_z$$

$$|x| \rightarrow \infty: \quad \frac{\partial u_j}{\partial x} \rightarrow H_{0x}, \quad j = 1, 2, 3,$$

где  $\mathbf{n}$  – единичный вектор нормали к свободной поверхности феррожидкости  $z = \zeta(x, y, t)$ .

Рассматриваемое движение невязкой жидкости описывается уравнением Лапласа для потенциала скорости  $\varphi(x, y, z, t)$  и интегралом Коши-Лагранжа [1], записанным с учетом объемных магнитных сил

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0 \quad (3)$$

$$\rho \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{1}{2} \rho (\nabla \varphi)^2 + p - \rho g z - \mu_0 \int_{H_1(x_0, y_0, -c_0, t)}^{H_1(x, y, z, t)} M dH = 0, \quad (4)$$

где  $\rho$  – плотность жидкости,  $p(x, y, z, t)$  – давление, а  $g$  – величина ускорения силы тяжести.

На поверхности пластины и на свободной поверхности имеем

$$z = -c_0: \quad \frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0 \quad (5)$$

$$z = \zeta(x, y, t): \quad \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial \varphi}{\partial x} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial \varphi}{\partial y} \frac{\partial \zeta}{\partial y} = \frac{\partial \varphi}{\partial z}, \quad p - p_a = -\frac{\alpha}{R} - \frac{\mu_0}{2} (\mathbf{M} \cdot \mathbf{n})^2$$

где  $\alpha$  – коэффициент поверхностного натяжения, а  $R^{-1}(x, y, t)$  – сумма главных кривизн свободной поверхности.

Задача (1)–(5) имеет точное решение, описывающее гидростатическое состояние жидкости с плоской свободной поверхностью  $z = 0$ :

$$\zeta_0 = 0, \quad \varphi_0 = const, \quad u_1^0 = H_{0x}x + H_{1z}^0 z, \quad u_2^0 = H_{0x}x + H_{0z}z \quad (6)$$

$$u_3^0 = H_{0x}x + H_{0z}z + c_0 M_{0z}, \quad P_0(z) = p_a - \rho g z - \frac{\mu_0}{2} M_{0z}^2,$$

где  $M_{0z} = \chi(H_1^0)H_{1z}^0$ ,  $H_1^0 = \sqrt{H_{0x}^2 + (H_{1z}^0)^2}$ , а  $H_{1z}^0$  – решение нелинейного уравнения, выражающего непрерывность нормальной компоненты вектора индукции на плоских поверхностях раздела  $z = 0$ ,  $z = -c_0$  феррожидкости и немагнитных сред:

$$\mu_r(H_1^0)H_{1z}^0 = H_{0z} \quad (7)$$

Иследуем в рамках линейной теории устойчивость равновесного состояния (6). С этой целью линеаризуем задачу (1)–(5) в окрестности стационарного состояния (6) и представим малые возмущения  $\zeta'(x, y, t)$ ,  $\varphi'(x, y, z, t)$ ,  $u'_j = u_j(x, y, z, t) - u_j^0(x, z)$ ,  $p' = p(x, y, z, t) - P_0(z)$  в виде линейных суперпозиций нормальных мод, пропорциональных  $\exp[i(k_x x + k_y y) - \omega(k_x, k_y)t]$ . Обозначим  $\chi(H_1^0)H_{0x} = M_{0x}$ .

С использованием стандартной процедуры получено дисперсионное уравнение

$$\rho\omega^2 = \rho g k + \alpha k^3 + \frac{\mu_0 k \left[ M_{0x}^2 k_x^2 - \mu_r M_{0z}^2 k \sqrt{\sigma k_x^2 + s k_y^2} \right]}{k + \mu_r \sqrt{\sigma k_x^2 + s k_y^2}}, \quad \text{где} \quad (8)$$

$$k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}, \quad s = \cos^2 \beta + \sigma \sin^2 \beta, \quad \sigma = \frac{1 + \chi_t(H_1^0)}{1 + \chi(H_1^0)}, \quad \chi_t(H_1^0) = \left. \frac{dM}{dH_1} \right|_{H_1^0}$$

а  $\beta$  - угол между осью  $x$  и направлением  $\mathbf{H}_1^0 = \nabla u_1^0$  ( $0 < \beta \leq \pi/2$ ).

Реализующиеся в экспериментах кривые нелинейного намагничивания феррожидкостей являются выпуклыми кверху, ввиду чего  $\chi(H_1^0) > \chi_t(H_1^0)$  при  $H_1^0 > 0$ , так что  $\sigma(H_1^0) < 1$ . Если же закон намагничивания линеен, то  $\sigma = 1$ .

С целью упрощения исследования дисперсионного уравнения введем вспомогательную функцию

$$K(k_x, k_y) = \frac{1}{\mu_r(H_1^0) \sqrt{(k_x^2 + k_y^2) [\sigma(H_1^0) k_x^2 + s(H_1^0) k_y^2]}} \left\{ \mu_0 M_{0x}^2 k_x + \right. \\ \left. + [\rho g + \alpha(k_x^2 + k_y^2)] \left[ \sqrt{k_x^2 + k_y^2} + \mu_r(H_1^0) \sqrt{\sigma(H_1^0) k_x^2 + s(H_1^0) k_y^2} \right] \right\}$$

Нетрудно показать, что если при реализованном в эксперименте векторе намагниченности плоского слоя  $\mathbf{M}_0 = M_{0x} \mathbf{a}_x + M_{0z} \mathbf{a}_z$  волновой вектор  $\mathbf{k} = k_x \mathbf{a}_x + k_y \mathbf{a}_y$  в каком-либо диапазоне своего изменения обеспечивает выполнение условия

$$\mu_0 M_{0z}^2 > K(k_x, k_y), \quad (9)$$

то частота  $\omega(k_x, k_y)$  является чисто мнимой двузначной функцией, на одной из ветвей которой  $\text{Im} \omega > 0$ . Ввиду этого все моды с волновыми векторами, для которых при заданном  $\mathbf{M}_0$  выполняется условие (9), являются неустойчивыми и развивается неустойчивость Розенцвейга. Очевидно, что условие

$$\mu_0 M_{zc}^2 = \min K(k_x, k_y) \quad (10) \\ (0 < k_x < \infty, 0 < k_y < \infty)$$

определяет критическое значение  $M_{zc}$  вертикальной компоненты вектора намагниченности плоского слоя.

Проведенный анализ показал, что минимум функции  $K(k_x, k_y)$

$$K_{\min} = 2\sqrt{\rho g \alpha} \left( 1 + \frac{1}{\mu_r(H_1^0) \sqrt{s(H_1^0)}} \right) \quad (11)$$

реализуется в точках  $(0, \pm l_c^{-1})$ , где  $l_c = \sqrt{\alpha/(\rho g)}$  - капиллярная длина.

Отсюда следует, что критическое волновое число  $k_c$  равно обратной величине капиллярной длины, а выражение для критической величины  $M_{zc}$  вертикальной компоненты вектора намагниченности, получаемое с использованием (10), (11), записывается следующим образом

$$M_{zc} = 4\sqrt{\frac{4\rho g \alpha}{\mu_0^2}} \sqrt{1 + \frac{1}{\mu_r(H_{1c}^0) \sqrt{s(H_{1c}^0)}}}, \quad H_{1c}^0 = \sqrt{H_{0x}^2 + (H_{1zc}^0)^2}, \quad (12)$$

где  $H_{1zc}^0 = M_{zc}/\chi(H_{1c}^0)$  - критическая величина вертикальной компоненты поля в слое. В отсутствие горизонтального поля – случай строго вертикального приложенного поля – находим

$$M_{zc} \Big|_{\beta=\frac{\pi}{2}} = 4\sqrt{\frac{4\rho g \alpha}{\mu_0^2}} \sqrt{1 + \frac{1}{\mu_r(H_{1zc}^0) \sqrt{\sigma(H_{1zc}^0)}}} \quad (13)$$

Применительно к модели феррожидкости с независимой от поля магнитной проницаемостью имеем

$$M_{zc} \Big|_{\beta=\frac{\pi}{2}} = 4\sqrt{\frac{4\rho g \alpha}{\mu_0^2}} \sqrt{1 + \frac{1}{\mu_r}} \quad (14)$$

С точностью до обозначений выражения (13), (14) совпадают с результатами, полученными с использованием принципа обмена устойчивостей [2,3].

С учетом (12) при заданном законе намагничивания уравнение для расчета  $H_{1zc}^0$  имеет вид

$$\chi(H_{1c}^0)H_{1zc}^0 = 4\sqrt{\frac{4\rho g \alpha}{\mu_0^2}} \sqrt{1 + \frac{1}{\mu_r(H_{1c}^0) \sqrt{s(H_{1c}^0)}}}. \quad (15)$$

В феррогидродинамике широко используются различные усовершенствованные версии теории, предложенной Ланжевенем при исследовании намагничивания парамагнитного газа. Воспользуемся двухпараметрической формой записи ланжевеневского закона намагничивания феррожидкостей [4]

$$\chi(H) = \frac{M_s}{H} L\left(\frac{3H}{M_s} \chi_i\right), \quad L(a) = \operatorname{ctha} - \frac{1}{a}, \quad (16)$$

где  $M_s$  и  $\chi_i$  – задаваемые из эксперимента константы (намагниченность насыщения и начальная магнитная восприимчивость).

В качестве примера исследовано влияние горизонтальной компоненты  $H_{0x}$  наклонного магнитного поля  $H_{0x}\mathbf{a}_x + H_{1z}^0\mathbf{a}_z$  на критическую величину вертикальной компоненты поля  $H_{1zc}^0$  в плоском слое ионной суспензии магнитных частиц, характеризующейся численными значениями физических параметров [5]:  $\chi_i = 0.69$ ,  $M_s = 16.9 \cdot 10^3$  А/м,  $\rho = 1324$  кг/м<sup>3</sup>,  $\alpha = 59 \cdot 10^{-3}$  Н/м.

В критическом состоянии (при  $M_{0z} = M_{zc}$ ) с учетом (15), (16) величина  $H_{1zc}^0$  вычисляется из уравнения

$$2\sqrt{\rho g \alpha} \left( 1 + \frac{1}{\mu_r(H_{1c}^0) \sqrt{s(H_{1c}^0)}} \right) = \mu_0 M_s^2 L^2 \left( \frac{3H_{1c}^0}{M_s} \chi_i \right) \left( \frac{H_{1zc}^0}{H_{1c}^0} \right)^2.$$

После нахождения  $H_{1zc}^0$  критическая величина  $H_{0zc}^c$  вертикальной компоненты внешнего поля  $H_{0z}$  вычисляется из условия непрерывности (7) вертикальной компоненты индукции при  $z = 0$  и при  $z = -c_0$ .

Расчеты показали, что достаточно сильное горизонтальное поле  $H_{0x}$  вызывает существенное увеличение  $H_{0z}^c$ . Ввиду этого неустойчивость Розенцвейга, возникшую в случае  $\beta = \pi/2$  под действием поля  $H_{1z}^0$ , незначительно превышающего  $H_{1zc}^0$ , можно подавить путем включения достаточно сильного горизонтального поля  $H_{0x}$ .

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 14-01-00056) одного из авторов – В.М.Коровина.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Седов Л.И. Механика сплошной среды. Т. 2. М.: Наука, 1984. 560 с.
2. Cowley M.D., Rosensweig R.E. // J. Fluid Mech., 1967. Vol. 30. Pt. 4. P. 671–688.
3. Розенцвейг Р. Феррогидродинамика. М.: Мир, 1989, 357 с.
4. Abou B., Néron de Surgy G., Wesfreid J.-E. // J. Phys. II France. 1997. Vol. 7. P. 1159–1171.
5. Dorbolo S., Falcon E. // Phys. Rev. E. 2011. Vol. 83. 046303.

## К ВОПРОСУ О МЕХАНИЗМЕ ВЛИЯНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ТЕПЛООБМЕН В КИПАЮЩЕЙ НАМАГНИЧИВАЮЩЕЙСЯ ЖИДКОСТИ

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

<sup>1</sup>Ставропольский государственный аграрный университет 355009, г. Ставрополь, пер. Зоотехнический, 12. Факс: (8652) 2371256;

Е-mail: [aa.yanovskiy@yandex.ru](mailto:aa.yanovskiy@yandex.ru)

<sup>2</sup>Институт механики МГУ, 119192 г. Москва, Мичуринский проспект, д.1. Факс: (495)9393010; Е-mail: [1111@imec.msu.ru](mailto:1111@imec.msu.ru)



Яновский Александр Александрович, в 2013 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.14 Теплофизика и теоретическая тепло-техника. В настоящее время является ассистентом кафедры «Математика» Ставропольского государственного аграрного университета. Опубликовал 25 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 170 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 50 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 Минобробразования.

В работе экспериментально исследовано влияние однородного магнитного поля напряженностью до 4.2 кА/м на процессы теплообмена при стационарном кипении магнитной жидкости на горизонтальной поверхности. Показано, что однородное магнитное поле способно увеличивать удельный тепловой поток, поступающий к кипящей магнитной жидкости, в 1.5-2 раза. Предложен и обоснован механизм воздействия магнитного поля на интенсивность теплообмена при кипении магнитной жидкости. В частности установлено и изучено влияние однородного магнитного поля на объем, форму и площадь контакта пузырьков пара с горизонтальной теплообменной поверхностью. Получено уравнение, связывающие удельный тепловой поток и градиент

магнитного поля и намагниченности магнитной жидкости при пузырьковом режиме кипения магнитной жидкости.

Процесс кипения широко применяется в промышленности, энергетике и технологии. Это определяет тенденцию к росту числа исследований и в области теплофизики кипения жидких намагничивающихся сред – магнитных жидкостей, так как открывается перспектива управления тепловыми потоками при помощи магнитных полей. Известно небольшое число работ посвященных проблемам теплообмена при кипении намагничивающихся жидкостей [1,2]. Причем в этих работах изучаются нестационарные процессы кипения. В настоящей работе исследуются стационарный теплообмен при кипении магнитной жидкости, а также рассматриваются механизмы влияния магнитного поля его интенсивность.

Экспериментальная установка, для изучения влияния магнитного поля на теплообмен кипящей магнитной жидкости, приведена на рис. 1. Данная установка представляет собой цилиндрический контейнер (1) из кварцевого стекла установленный на теплоотдающей стальной немагнитной пластине (2). Контейнер заполнялся магнитной жидкостью (3). Тепло к жидкости подводилось точно к центру пластины стержнем (4) диаметром 4 мм. Для измерения температуры теплоотдающей поверхности и для подсчета теплового потока к жидкости вдоль стержня на расстоянии 5 мм друг от друга устанавливались спай двух хромель-копелевых термопар (5). Тепловой поток по стержню был обеспечен электронагревателем (6). Магнитное поле создавалось катушками Гельмгольца (7). Сигналы термопар регистрировались компьютером (8), оснащенный платой АЦП. Магнитная жидкость в экспериментах представляла собой коллоидную взвесь наночастиц магнетита в керосине с намагниченностью насыщения 47 кА/т.

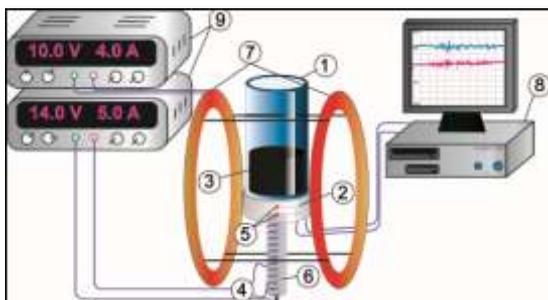


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

На рис. 2 представлены зависимости удельного теплового потока от температуры стенки нагревателя, полученные во внешнем горизонтальном магнитном поле различной напряженности. Из рис. 2 видно, что однородное постоянное магнитное поле существенно влияет на теплообменные процессы при кипении магнитной жидкости. Полученные зависимости имеют немонотонный характер. При температурах поверхности 120-130 °С кривые достигают максимума теплоотдачи. Немонотонным оказывается и влияние магнитного поля, его максимум достигается при 0.7 кА/м. Измерения показали, что при уменьшении концентрации твердой фазы в магнитной жидкости, влияние магнитного поля на величину теплового потока снижается.

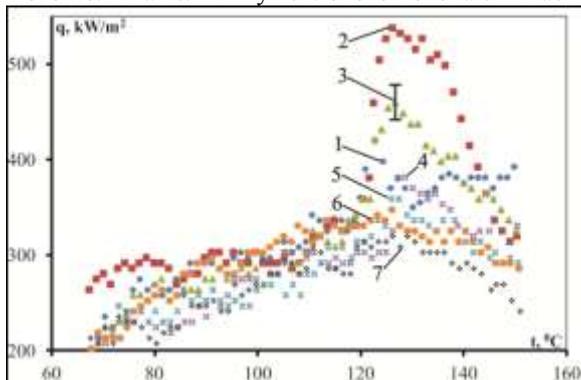


Рис. 2. Зависимость удельного теплового потока  $q$  от температуры  $t$  теплообменной поверхности в однородном магнитном поле: 1 – 0 кА/м, 2 – 0.7 кА/м, 3 – 1.4 кА/м, 4 – 2.1 кА/м, 5 – 2.8 кА/м, 6 – 3.5 кА/м, 7 – 4.2 кА/м

В магнитной жидкости, подогреваемой снизу горизонтальным плоским нагревателем, возникает градиент температуры. В связи с этим, и исходя из общих представлений о магнитных силах, действующих на магнетик в магнитном поле [3], можно утверждать, что на немагнитные пузыри пара в магнитной жидкости в магнитном поле будет действовать следующая совокупность сил. Сила, обусловленная градиентом температуры в магнитной жидкости, который приводит к градиенту намагниченности:  $F_{m1} = \mu_0 (H \nabla) M$ . Сила, обусловленная градиентом размагничивающего поля в объеме цилиндрического столба жидкости:  $F_{m2} = \mu_0 (M \nabla) H_i$ . Если внешнее магнитное поле будет неоднородным, то к этим силам добавится и сила  $F_{m3} = \pm \mu_0 (M \nabla) H_i$ . Здесь знак «плюс» или «минус» зависит от направления градиента.

С учетом описанных выше сил и приближенной теории теплообмена при пузырьковом режиме кипения [4], выражение, устанавливающее зависимость удельного теплового потока от напряженности магнитного поля и намагниченности в кипящей магнитной жидкости, будет иметь вид:

$$q = C \left[ \frac{h^2 \nu}{\sigma^4} \right]^{1/2} \left[ \frac{\lambda \rho_G^3}{2T_s(H)} \right]^{3/2} \left[ \frac{g\Delta T}{(\rho_{ml} - \rho_G)g \pm \mu_0(M\nabla)H_i + \mu_0(M\nabla)H_i + \mu_0(H\nabla)M} \right]^3. \quad (1)$$

Здесь  $T_s(H)$  – температура кипения магнитной жидкости, которая, как можно показать, зависит от напряженности магнитного поля,  $h$  – теплота испарения,  $\sigma$  – поверхностное натяжение,  $\rho_G$  – плотность пара,  $\rho_{ml}$  – плотность магнитной жидкости,  $\nu$  – кинематическая вязкость магнитной жидкости,  $\lambda$  – теплопроводность.  $C$  – безразмерная константа, которая может быть определена из эксперимента.

На рис. 3 представлен график зависимости удельного теплового потока от температуры теплоотдающей поверхности, полученные по формуле (1) при  $C=10^{-3}$ . Как видно из рис. 3, зависимость (1) удовлетворительно описывает наблюдаемое в эксперименте изменение теплового потока в области пузырькового режима кипения магнитной жидкости с ростом напряженности магнитного. В расчетах использовались экспериментальные данные зависимости температуры кипения от напряженности магнитного поля.

В работе дается объяснение немонотонному характеру зависимости теплового потока от напряженности магнитного поля при кипении магнитной жидкости. Сделано предположение, что горизонтальное магнитное поле приводит к увеличению объема растущего пузырька пара, что способствует интенсификации теплообмена. Но при этом увеличивается и площадь контакта пузырька пара с теплообменной поверхностью, что с ростом поля затрудняет теплообмен. В слабых полях превалирует интенсифицирующий теплообмен рост объема пузырька пара. В более сильных полях превалирует ослабляющий теп-

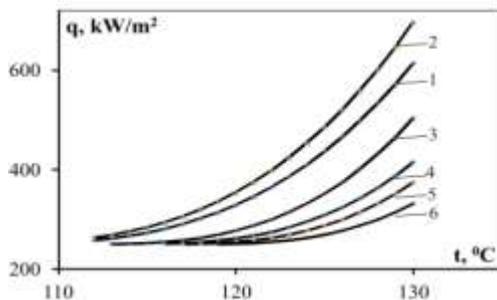


Рис. 3. Зависимость удельного теплового потока  $q$  от температуры теплоотдающей поверхности  $t$ , рассчитанные по формуле (1):  
1 – 0 кА/м, 2 – 0.7 кА/м, 3 – 2.1 кА/м,  
4 – 2.8 кА/м, 5 – 3.5 кА/м, 6 – 4.2 кА/м.

лообмен рост площади контакта пузырька с теплообменной поверхностью.

Для проверки предлагаемого в работе механизма влияния магнитного поля на теплообмен в кипящей магнитной жидкости проводилось моделирование процесса образования, роста и отрыва пузырька пара на горизонтальной поверхности. Принималось, что изменение формы немагнитного пузырька пара в магнитной жидкости подобно изменению формы капли магнитной жидкости в газе или другой не смешивающейся с ней немагнитной жидкости [5].

В экспериментах капля магнитной жидкости формировалась на горизонтальной немагнитной стальной поверхности и всплывала в объеме прозрачной немагнитной жидкости – глицерине. Рост и отрыв каплей магнитной жидкости наблюдали в магнитных полях напряженности от 0 до 6 кА/м. На рис.4 показаны зависимости объема капли магнитной жидкости в момент отрыва от величины горизонтального и вертикального магнитного поля. Фотографии на рис. 4 отображают форму капли магнитной жидкости при соответствующей напряженности

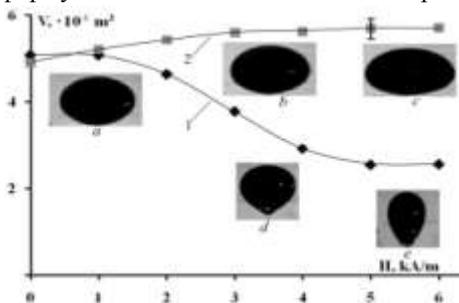


Рис. 4. Изменение объема капель магнитной жидкости в момент их отрыва от горизонтальной поверхности. 1 – вертикальное магнитное поле, 2 – горизонтальное магнитное поле.

и направлении магнитного поля. В вертикально направленном магнитном поле (кривая 1) объем оторвавшейся капли с ростом напряженности до 6 кА/м уменьшается в 2 раза, в горизонтальном магнитном поле (кривая 2) увеличивается на 15%.

Влияние магнитного поля на площадь контакта пузырька пара с теплообменной поверхностью изучали, наблюдая за деформацией

капли магнитной жидкости фиксированного объема, находящейся на горизонтальной поверхности в состоянии равновесия. На рис. 5 представлены снимки, показывающие каплю магнитной жидкости (вид сверху) на горизонтальной поверхности в различном по напряженности и направлению магнитном поле. Верхний ряд снимков получен в вертикальном магнитном поле, нижний ряд в горизонтальном. При увеличении напряженности магнитного поля от 0 до 6 кА/м в вертикальном магнитном поле периметр области контакта уменьшился

в 1.5 раза, а ее площадь в 2.3 раза. В горизонтальном поле периметр увеличился в 2 раза, а площадь в 3.5.

Экспериментально и теоретически исследовано влияние однородного магнитного поля на процесс теплообмена при кипении магнитной жидкости на горизонтальной поверхности при точечном подводе тепла. Предложена и обоснована модель влияния магнитного поля на теплообмен при кипении магнитной жидкости. Выпи-

сано уравнение для нахождения теплового потока, учитывающие силы, действующие на пузырек пара в магнитном поле. Показано, что форма пузырька пара и границы контакта его с теплоотдающей поверхностью существенно изменяются в однородном магнитном поле.

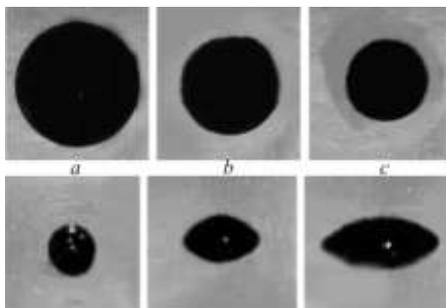


Рис. 5. Изменение формы и размеров капли магнитной жидкости на горизонтальной поверхности в магнитном поле:  $a - 0$  кА/м,  $b - 3$  кА/м,  $c - 6$  кА/м.

*Работа была поддержана грантом РФФИ (грант № 14-01-00056) и Ставропольским государственным аграрным университетом.*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. **V.S. Bashtovoi, B. Challant, O.Y. Volkova**, Boiling heat transfer in magnetic fluids // J Magn Magn Mater. – 1993. – №122, pp. 305-308.
2. **V.V. Gogosov, A.Ya. Simonovskii, R.D. Smolkin**, Quenching and separation in magnetic fluids // J Magn Magn Mater. – 1990, №85, pp. 227-232.
3. **R.E. Rosensweig**, Ferrohydrodynamics, Cambridge Univ. Press., Cambridge: 1985.
4. **V.V. Yagov**, Nucleate boiling heat transfer: possibilities and limitations of theoretical analysis // Heat and Mass Transfer. – 2009. – №45(7), pp. 881-892.
5. **A.W. Adamson, A.P. Gast**, Physical Chemistry of Surfaces, A Willey-Interscience publ., New-York 1997.

## ТЕЧЕНИЕ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В ЩЕЛЕВОМ КАНАЛЕ С ПОПЕРЕЧНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

**Морозов Н.А., Нестеров С.А.**

Ивановский государственный энергетический университет

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 кандидатскую диссертацию по исследованию вакуумных жидкометаллических уплотнений. Имеет более 90 научных публикаций, в том числе 4 авторских свидетельства, 7 патентов на изобретения, 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 12 научных публикаций, 4 патента на изобретения.

Рассмотрим напорное течение МЖ в щелевом канале при внешнем магнитном поле, вектор напряжённости  $\mathbf{H}$  которого перпендикулярен направлению течения среды. Известно, что поле скоростей в щели при напорном течении обычной вязкой жидкости имеет параболический характер, показанный на рис. 1

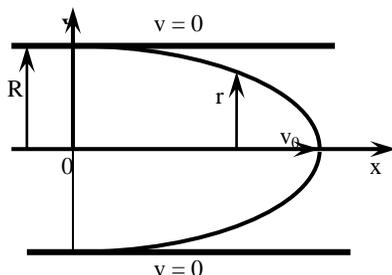


Рис. 1 – Поле скоростей вязкой жидкости в щелевом зазоре

При перепаде давления  $\Delta p$ , длине щелевого канала  $L$ , вязкости жидкости  $\eta$  и толщине щели  $2R$  для текущего значения координаты  $r$  скорость течения определится по формуле

$$v = \frac{\Delta p}{L2\eta} (R^2 - r^2). \quad (1)$$

Обозначим градиент давления в щелевом канале как  $C = \Delta p/L$ . Тогда поле скоростей изменяется по параболической кривой

$$v = \frac{C}{2\eta}(R^2 - r^2), \quad (2)$$

а максимальная скорость  $v_0$  на оси щелевого канала

$$v_0 = \frac{C}{2\eta}R^2. \quad (3)$$

При наличии внешнего магнитного поля и проявлении структурирования в МЖ, её реологическая кривая, зависимость касательного напряжения  $\tau$  от градиента сдвига  $\gamma$  слоёв жидкости, имеет вид кривой на рис. 2.

В первом приближении весь диапазон течения можно разбить на две области: первая – от нуля до  $\gamma_{12}$  с усреднённой вязкостью  $\eta_1$ ; вторая – от  $\gamma_{12}$  и далее с вязкостью  $\eta_2$ . В первой области после преодоления силы сдвига слоёв, которая определяется начальным касательным напряжением  $\tau_0$ , происходит разрушение элементов структуры МЖ, образованной во внешнем магнитном поле до начала движения жидкости. Наличие крупных цепочечных структур, агрегатов, которые взаимодействуют с магнитным полем и тормозятся этим полем, вызывает увеличение динамической вязкости текущей среды. Приближенно можно считать в этой области динамическую вязкость постоянной и равной  $\eta_1$ .

Во второй области при значительных градиентах сдвига слоёв жидкости, когда энергия гидродинамического сдвигового течения больше энергии диполь-дипольного взаимодействия, все агрегаты разрушаются и даже действие внешнего магнитного поля не удерживает их от разрушения. Можно считать динамическую вязкость  $\eta_2$  в этой области равной вязкости двухфазного коллоида. Тогда для напряжений сдвига в этих областях при течении МЖ имеем:

$$\tau = \tau_0 + \eta_1\gamma \quad \text{и} \quad \tau = \tau_d + \eta_2\gamma; \quad (4)$$

откуда для граничного значения градиента скорости из равенства

$$\tau_0 + \eta_1\gamma_{12} = \tau_d + \eta_2\gamma_{12}$$

получаем

$$\gamma_{12} = \frac{\tau_d - \tau_0}{\eta_1 - \eta_2}. \quad (5)$$

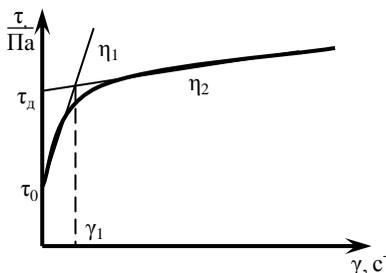


Рис. 2. Реологическая кривая МЖ при воздействии магнитного поля

Из формулы (2), описывающей поле скоростей течения МЖ найдём производную скорости по координате высоты щели

$$\gamma = \frac{dv}{dr} = -\frac{C}{\eta} r. \quad (6)$$

Известно, что  $\tau = \eta\gamma$ , следовательно, начальное напряжение сдвига  $\tau_0$  определится градиентом сдвига текущей среды, которое будет достигнуто на координате  $r_0$ :

$$\tau_0 = \eta_1 \left. \frac{dv}{dr} \right|_{r=r_0} = \eta_1 \frac{C}{\eta_1} r_0; \quad \text{или} \quad \tau_0 = Cr_0. \quad (7)$$

Отсюда следует, что в области течения с малыми градиентами сдвига, ограниченной в щелевом течении размером  $r_0$  от центральной линии, скорость течения будет одинаковой. Из формулы (7) получаем

$$r_0 = \frac{\tau_0}{C} = \frac{\tau_0 L}{\Delta p}. \quad (8)$$

Рассмотрим течение в щелевом канале жидкости, в которой динамическая вязкость имеет разные значения, но не меняющиеся в некоторых пределах изменения градиента скорости течения среды. Принципиальная схема такого течения, когда динамическая вязкость жидкости может иметь два значения, соответствующих реологической кривой рис. 2, приведена на рис. 3.

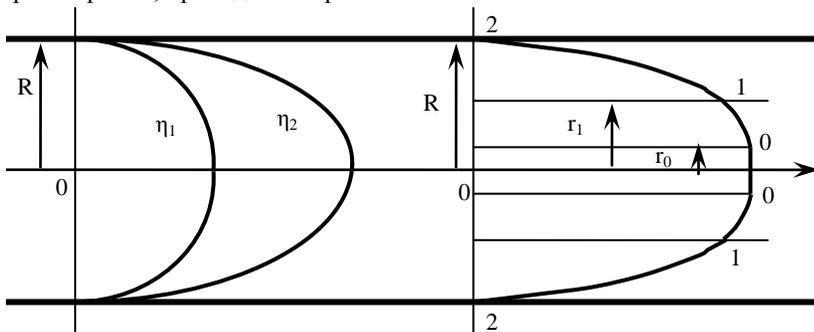


Рис. 3. Схема течения жидкости с изменяющейся динамической вязкостью

На участке  $0-0$  скорость течения постоянна, образуется стержневое тело течения. Это связано с малыми значениями градиента скорости, которые не могут разрушить структуры, образованные диполь-дипольным магнитным взаимодействием частиц в коллоидной системе и усиленные внешним магнитным полем.

На участке 0-1 по обе стороны от оси течения градиент сдвига слоёв мал. Поле скоростей определяется большой динамической вязкостью  $\eta_1$ , которая соответствует наличию в жидкости значительного количества не разрушенных агрегатов в виде цепочечных или пространственных структур, которые ориентируются внешним магнитным полем. На левой части рисунка показана кривая поля скоростей в канале в случае вязкости  $\eta_1$  во всех областях течения.

На участке 1-2 по обе стороны от оси течения градиент сдвига слоёв велик, практически все агрегаты разрушены и динамическая вязкость  $\eta_2$  равна вязкости двухфазной коллоидной системы с учётом некоторого тормозящего действия внешнего магнитного поля. На левой части рисунка показана кривая поля скоростей в канале в случае вязкости  $\eta_2$  во всех областях течения.

Начальная скорость течения на участке 0-1 определяется максимальной скоростью течения жидкости на участке 1-2, а скорость среды на участке 0-0 равна максимальной скорости на участке 0-1.

Размер области с постоянной скоростью течения из-за структурирования среды при малых скоростях сдвига слоёв определён формулой (8). Поле скоростей и градиент сдвига относительно ядра течения изменяются до градиента сдвига  $\gamma_{12}$  согласно формулам(2), (6).

Приравняв градиенты сдвигового течения на этом участке граничному градиенту сдвига  $\gamma_{12}$  согласно формуле (5) получим значение радиуса  $r_1$  перехода к течению с меньшей вязкостью  $\eta_2$ .

$$r_1 = \frac{\tau_d - 1}{C} \frac{\tau_0}{1 - \frac{\eta_2}{\eta_1}} = r_0 k \quad (9)$$

Анализ формулы (9) показывает, что параметр  $k$  всегда больше нуля,  $k > 0$ . Это следует из того, что  $\tau_d > \tau_0$  и  $\eta_1 > \eta_2$ . Следовательно, числитель и знаменатель параметра  $k$  больше нуля,  $(\tau_d / \tau_0) - 1 > 0$  и  $1 - \eta_2 / \eta_1 > 0$ , сам параметр больше нуля.

На участке 1-2 поле скоростей определяется вязкостью  $\eta_2$  и может быть рассчитано по формуле (2) при изменении текущего параметра  $r$  в пределах от  $R$ , равного половине толщины щелевого канала, до  $r_1$  – границе течения с вязкостью  $\eta_2$  и течения с вязкостью  $\eta_1$ , что соответствует градиенту сдвига  $\gamma_{12}$ .

$$v_{12} = \frac{C}{2\eta_2} (R^2 - r^2); \quad R \geq r \geq r_1. \quad (10)$$

На границе участков 1-2 и 0-1 скорость течения определяется по формуле

$$v_1 = \frac{C}{2\eta_2} (R^2 - r_1^2) = \frac{C}{2\eta_2} (R^2 - r_0^2 k^2). \quad (11)$$

Тогда скорость течения на участке 0-1 определится как

$$v_{01} = \frac{C}{2\eta_2} (R^2 - r_1^2) + \frac{C}{2\eta_1} (r_1^2 - r^2); \quad r_1 \geq r \geq r_0. \quad (12)$$

На участке 0-0 скорость течения равна значению

$$v_{00} = \frac{C}{2\eta_2} (R^2 - r_1^2) + \frac{C}{2\eta_1} (r_1^2 - r_0^2). \quad (13)$$

Приведённые в [1] реологические кривые для МЖ при магнитной индукции 0,5 Тл дают следующие характерные значения:  $\tau_d = 2$  Па;  $\tau_0 = 1$  Па;  $\eta_2 = 0,59$  Па с;  $\eta_1 = 1,17$  Па с. Приведены кривые профиля скорости, показывающие наличие стержневого течения по оси щели. Значения радиуса стержневого течения по формуле (8) хорошо согласуется с приведённым профилем течения,  $r_0 = 0,2 \cdot 10^{-3}$  м;  $k = 2,0$ ;  $r_1 = 0,4 \cdot 10^{-3}$  м.

Одним из основных параметров, характеризующих воздействие магнитного поля на текущую МЖ является расход, который тем меньше, чем больше тормозящий эффект магнитного поля. Для оценки значений расхода МЖ и влияния на него разных факторов следует определить среднюю скорость течения МЖ в канале. В нашем случае течение МЖ в щелевом канале имеет три характерные области, в которых следует определить средние скорости и расход среды.

Средняя скорость на каждом отдельном участке течения будет определяться начальной скоростью течения на рассматриваемом участке, которая равна конечной скорости течения предшествующего участка, и средней скоростью течения на самом участке. Среднее значение скорости течения на произвольном участке с координатами  $r_i$  и  $r_j$ , при  $r_i > r_j$ , может быть определено как

$$v_{cp} = \frac{1}{r_i - r_j} \int_{r_j}^{r_i} v_{ij} dr = \frac{1}{r_i - r_j} \int_{r_j}^{r_i} \frac{C}{2\eta_{ij}} (r_i^2 - r^2) dr = \frac{C}{2\eta_{ij}} \frac{1}{r_i - r_j} \left[ (r_i^3 - r_i^2 r_j) - \frac{1}{3} (r_i^3 - r_j^3) \right]$$

После преобразований получим

$$v_{cp} = \frac{C \cdot r_i^2}{2\eta_{ij}} \frac{1}{3} \left( 2 - \frac{r_j}{r_i} - \frac{r_j^2}{r_i^2} \right) \quad \text{или} \quad v_{cp} = \frac{C \cdot r_i^2}{2\eta_{ij}} \frac{1}{3} (2 - q_{ji} - q_{ji}^2). \quad (14)$$

Здесь, как и ранее,  $C = \Delta p/L$ . Обозначим  $\eta_{ij}$  – динамическая вязкость жидкой среды на участке  $i-j$ ;  $r_j/r_i = q_{ji}$ . Если принять конечное значение текущего параметра равным нулю,  $r_j = 0$ , то получим, что средняя скорость составляет две трети от максимальной скорости те-

чения. Если начальный параметр участка  $r_i$  не равен значению  $R$ , то средняя скорость на участке  $i-j$  определится суммой скоростей:

$$v_{cp} = v_i + v_{cp,ij}. \quad (15)$$

Для областей рассматриваемого течения на участке 1-2, на котором  $r_2 = R$  и  $v_2 = 0$ , получим

$$v_{12cp} = \frac{CR^2}{6\eta_2} (2 - q_{12} - q_{12}^2) \quad (16)$$

или

$$v_{12cp} = \frac{CR^2}{6\eta_2} (2 - q_{02}k - q_{02}^2k^2), \quad q_{12} = \frac{r_1}{R} = \frac{r_0}{R}k = q_{02}k. \quad (17)$$

На участке 0-1, на котором  $r_0 = \tau_0 / C$  и  $r_1 = r_0 k$ , для средней скорости течения получим

$$v_{01cp} = \frac{CR^2}{2\eta_2} (1 - q_{02}^2k^2) + \frac{Cr_0^2}{2\eta_1 \cdot 3} (2k^2 - k - 1). \quad (18)$$

На участке 0-0 скорость постоянна и определяется формулой

$$v_{00cp} = \frac{CR^2}{2\eta_2} (1 - q_{02}^2k^2) + \frac{Cr_0^2}{2\eta_1} (k^2 - 1). \quad (19)$$

Выражения для средних скоростей течения на участках позволяют определить расход МЖ при тении в поперечном магнитном поле, определяемый суммой расходов в каждой области течения, которые равны произведению средней скорости течения на участке на площадь поперечного сечения этих областей при одинаковой ширине  $b$  щелевого канала. На участке 1-2 общая площадь поперечного сечения течения составит  $S_{12} = 2b(R - r_1)$ , на участке 0-1  $S_{01} = 2b(r_1 - r_0)$ , на участке 0-0  $S_{00} = 2br_0$ . Тогда суммарный расход среды  $Q_\Sigma$  определим по формуле

$$Q_\Sigma = \frac{CR^3b}{3\eta_2} (2 - 3q_{02}k + q_{02}^3k^3) + \frac{CR^3b}{\eta_2} q_{02} (1 - q_{02}^2k^2)(k - 1) + \frac{Cr_0^3b}{3\eta_1} (2k^2 - k - 1)(k - 1) + \frac{CR^3b}{\eta_2} (q_{02} - q_{02}^3k^2) + \frac{Cr_0^3b}{\eta_1} (k^2 - 1). \quad (20)$$

После преобразования окончательно получим

$$Q_\Sigma = \frac{2CR^3b}{3\eta_2} (1 - q_{02}^3k^3) + \frac{2Cr_0^3b}{3\eta_1} (k^3 - 1). \quad (21)$$

Здесь, как и ранее,  $q_{02} = r_0/R$ ;  $k = (\tau_\pi/\tau_0 - 1)/(1 - \eta_2/\eta_1)$ ;  $r_0 = \tau_0/C$ . Отсюда также следует, что  $q_{02} = \tau_0/C R = \tau_0 L/R\Delta r$ .

В случае отсутствия внешнего магнитного поля вязкость МЖ определяется только вязкостью коллоида  $\eta_0$ . Определим расход среды  $Q_0$  без внешнего магнитного поля при ширине канала  $b$

$$Q_0 = \frac{2CR^3b}{3\eta_0}. \quad (22)$$

В случае развитого течения, при больших значениях градиента скорости сдвига, центральная часть тела потока мала и можно полагать

$$Q_2 = \frac{2CR^3b}{3\eta_2}. \quad (23)$$

Различие между вязкостью МЖ во внешнем магнитном поле при развитом течении и вязкостью МЖ в отсутствие магнитного поля составляет обычно не более 10%, но при крупных магнитных частицах в сильных полях оно может быть больше и его следует учитывать.

По отношению к развитому течению МЖ, когда практически все агрегаты разрушены, для относительного расхода получим

$$\frac{Q_\Sigma}{Q_2} = (1 - q_{02}^3 k^3) + \frac{\eta_2}{\eta_1} q_{02}^3 (k^3 - 1). \quad (24)$$

Относительный расход к случаю отсутствия магнитного поля

$$\frac{Q_\Sigma}{Q_0} = \frac{\eta_0}{\eta_2} (1 - q_{02}^3 k^3) + \frac{\eta_0}{\eta_1} q_{02}^3 (k^3 - 1). \quad (25)$$

Из полученных выражений видно, что отношение радиуса стержневого течения к половине толщины щелевого канала учитывается в степени три. Это говорит о незначительном влиянии на расход среды стержневого течения малого радиуса. Только при значении  $q_{02}$  равном 0,5 ( $q_{02} = r_0/R$ ) его влияние на расход среды достигает значений более 12 %. Следовательно, необходимо обращать внимание на толщину щелевого канала  $2R$  и значение начального напряжения сдвига  $\tau_0$ , которые и определяют основные энергетические соотношения при течении МЖ в щелевом канале при поперечном магнитном поле.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №12-08-97516)*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Казаков Ю. Б., Морозов Н.А., Нестеров С. А. Магнитожидкостный демпфер с регулируемой жёсткостью. Материалы III международной конференции «Актуальные проблемы энергосберегающих электротехнологий АПЭЭТ-2014»./ Сб. науч. тр.. Екатеринбург: ФГАОУ ВПО УрФУ им. Первого Президента России Б.Н.Ельцина, 2014. – С. 179–183.

## ВЛИЯНИЕ ГИСТЕРЕЗИСНЫХ СВОЙСТВ МАГНИТОРЕОЛОГИЧЕСКОЙ СУСПЕНЗИИ НА КОЛЕБАНИЯ МЕХАНИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

**Шурыгин А.М., Шурыгин М.Н.**

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 более 50 научных публикаций, в том числе 20 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 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 более 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.

Использование в качестве диссипативного элемента магнито-реологической суспензии (МРС), изменяющей свою намагниченность и приведенную вязкость при воздействии внешнего магнитного поля, позволяет разрабатывать виброзащитные устройства (ВЗУ), работающие в широком частотном диапазоне.

Анализ диссипативного поведения виброизоляторов и гасителей колебаний, выполненных на основе МРС, приводит к выводу, что с точки зрения колебательного процесса МРС обладает как вязкостным, так и гистерезисным трением.

Перемещения ВЗУ происходят при относительном движении вибрирующего объекта и основания [1 – 3]. Переносчиком колебательного движения является МРС, поэтому ее динамические свойства и определяют динамику поведения ВЗУ. Уравнение движения ВЗУ записывается как

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + cx = P(t) - P_{cm}, \quad (1)$$

где  $x$  – перемещение,  $m$  – масса колеблющегося объекта,  $c$  – его приведенная жесткость,  $P(t)$  – внешняя сила, действующая на виброизолируемый объект,  $P_{cm}$  – сила сопротивления движению, с которой МРС воздействует на колеблющийся объект, определяемая из решения уравнений движения жидкой среды.

Влияние вязкостных свойств МРС на колебания механической системы рассмотрено в [4]. Однако вязкостная составляющая диссипации МРС определяет только линейную часть уравнения движения ВЗУ. Более сложно учесть гистерезисную составляющую, которая определяет как нелинейный характер сил сопротивления, так и нелинейное движение вибрирующего объекта.

Поскольку влияние гистерезисной составляющей чрезвычайно сложно учесть с помощью известных реологических моделей МРС, представляется необходимым выделить такие параметры влияния, которые поддаются экспериментальному определению.

Рассмотрим эллиптический гистерезис, определяющий линейную компоненту гистерезиса. В данном случае зависимость между напряжением  $\sigma$  и деформацией  $\varepsilon$  МРС может быть представлена уравнением

$$\sigma + \alpha \frac{d\sigma}{dt} = E\varepsilon + \beta E \frac{d\varepsilon}{dt}, \quad (2)$$

где  $\alpha$  и  $\beta$  – эмпирические коэффициенты,  $E$  – модуль упругости первого рода.

Определим влияние начальных условий на вид уравнения (2). Если в начальный момент времени  $t=t_0=0$  МРС имеет напряжение  $\sigma=\sigma_0=\text{const}$ , то уравнение (2) принимает вид

$$\frac{\varepsilon}{\beta} + \frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{\sigma_0}{\beta E}, \quad (3)$$

решением которого является зависимость

$$\varepsilon = \frac{\sigma_0}{E} + D e^{-\frac{t}{\beta}}. \quad (4)$$

Если допустить, что в данном случае при  $t=t_0=0$  деформация  $\varepsilon=\varepsilon_0=0$ , то получаем:

$$D = \frac{(-\sigma_0)}{E} \quad (5)$$

или

$$\varepsilon = \frac{\sigma_0}{E} \left( 1 - e^{-\frac{t}{\beta}} \right). \quad (6)$$

В другом случае, если в момент времени  $t=t_0=0$  внезапно возникает деформация  $\varepsilon=\varepsilon_0=\text{const}$ , то уравнение (2) принимает вид

$$\sigma + \alpha \frac{d\sigma}{dt} = E\varepsilon_0, \quad (7)$$

решением которого является зависимость

$$\sigma = E\varepsilon_0 + Ee^{-\frac{t}{\alpha}}, \quad (8)$$

и с учетом допущения, что при  $t=t_0=0$  напряжение  $\sigma=\sigma_0=0$ , получаем:

$$\sigma = E\varepsilon_0 \left( 1 - e^{-\frac{t}{\alpha}} \right), \quad (9)$$

где  $\alpha$  – постоянная напряжения релаксации.

Предположим, что к МРС приложена гармоническая нагрузка, при которой напряжение и деформация изменяются по закону

$$\begin{cases} \sigma = \sigma_0 e^{j\omega t}, \\ \varepsilon = \varepsilon_0 e^{j\omega t}. \end{cases} \quad (10)$$

Подставляя (10) в (2), получаем:

$$\sigma_0 = E\varepsilon_0 \frac{1 + j\omega\beta}{1 + j\omega\alpha} \quad (11)$$

или

$$\sigma_0 = (E_1 + jE_2)\varepsilon_0, \quad (12)$$

где

$$E_1 = E \frac{1 + \omega^2\alpha\beta}{1 + \omega^2\alpha^2}, \quad (13)$$

$$E_2 = E \frac{\omega(\beta - \alpha)}{1 + \omega^2\alpha^2}. \quad (14)$$

Соотношения (12) – (14) показывают, что гистерезисная составляющая диссипации МРС обуславливает комплексный характер зависимости между напряжением и деформацией.

Для случая нелинейного гистерезиса зависимость между напряжением и деформацией МРС может быть представлена в виде следующего полиномиального уравнения:

$$\sigma + \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_n \frac{d^n \sigma}{dt^n} = E\varepsilon + E \sum_{n=1}^{\infty} \beta_n \frac{d^n \varepsilon}{dt^n}, \quad (15)$$

которое при гармоническом воздействии (10) принимает вид

$$\sigma_0 = E\varepsilon_0 \left( 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \beta_n (j\omega)^n \right) \left( 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_n (j\omega)^n \right)^{-1} \quad (16)$$

или в комплексной форме

$$\sigma_0 = (\bar{E}_1 + j\bar{E}_2) \varepsilon_0. \quad (17)$$

Соотношения для модулей  $\bar{E}_1$  и  $\bar{E}_2$  представляются зависимостями

$$\frac{\bar{E}_1}{E} = \frac{ac + bd}{c^2 + d^2}, \quad (18)$$

$$\frac{\bar{E}_2}{E} = \frac{bc + ad}{c^2 + d^2}, \quad (19)$$

где коэффициенты  $a, b, c, d$  находятся из полиномиальных выражений

$$\begin{cases} a = 1 - \beta_2\omega^2 + \beta_4\omega^4 - \beta_6\omega^6 + \beta_8\omega^8 - \dots, \\ b = \beta_1\omega - \beta_3\omega^3 + \beta_5\omega^5 - \beta_7\omega^7 + \dots, \\ c = 1 - \alpha_2\omega^2 + \alpha_4\omega^4 - \alpha_6\omega^6 + \alpha_8\omega^8 - \dots, \\ d = \alpha_1\omega - \alpha_3\omega^3 + \alpha_5\omega^5 - \alpha_7\omega^7 + \dots, \end{cases} \quad (20)$$

в которых коэффициенты  $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n$  и  $\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_n$  определяются при помощи процедуры идентификации по экспериментальным зависимостям  $\bar{E}_1/E$  и  $\bar{E}_2/E$  от угловой частоты  $\omega$ .

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. **Управляемые** магнитожидкостные виброизоляторы / Рулев С. В., Самсонов В. Н., Савостьянов А. М., Шмырин Г. К. – М. : Министерство обороны СССР, 1988. – 207 с.
2. **Коловский М. З.** Нелинейная теория виброзащитных систем. – М. : Наука, 1966. – 345 с.
3. **Грибов М. М.** Регулируемые амортизаторы радиозлектронной аппаратуры. – М. : Советское радио, 1974. – 143 с.
4. **Шурыгин А. М., Шурыгин М. Н., Крылов Н. И.** Влияние физико-механических свойств магнитореологической суспензии на колебания механической системы // Материалы Международной научно-технической конференции «Состояние и перспективы развития электротехнологии» (XVII Бенардосовские чтения). – Иваново : ИГЭУ, 2013. – Т. 3. – С. 137-140.

## АВТОКОЛЕБАНИЯ В ВЕРТИКАЛЬНОМ И НАКЛОННОМ СЛОЯХ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

**Божко А. А., Лосев Г. Л., Путин Г. Ф., Сидоров А. С.**

Пермский государственный национальный  
исследовательский университет

614990, г. Пермь, ул. Букирева, 15; E-mail: info@psu.ru

Лосев Г. Л. принимал участие в конференциях: Пермские гидродинамические научные чтения. Пермь. 2013., Международная конференция «Нелинейные задачи теории гидродинамической устойчивости и турбулентность». Москва. 2014. В настоящее время является студентом 3 курса физического факультета Пермского государственного национального исследовательского университета.

Сидоров А. С. – аспирант, имеет 25 научных публикаций, в том числе 5 статей, 3 статьи в иностранных журналах. Научно исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантом РФФИ «Экспериментальное исследование термомагнитной конвекции и теплообмена в магнитных жидкостях».

Божко А. А. – д.ф.-м.н.; принимала участие в многочисленных конференциях и съездах по механике жидкостей, тепло- и массообмену, в том числе, в условиях микрогравитации, физике магнитных жидкостей.

В работе исследуется конвекция магнитной жидкости в вертикальном плоском слое, широкие боковые стороны которого находятся при разной температуре. Вследствие того, что магнитная жидкость является многокомпонентной средой, включающей магнитные частицы и агрегаты, а также жидкость-носитель керосин, представляющий собой смесь углеводородов, и свободные молекулы олеиновой кислоты, течения в таких средах, существенно отличаются от поведения однокомпонентных жидкостей. В случае неоднородного нагрева, концентрационные эффекты могут порождать в объёмах магнитной жидкости слоистые течения [1], вызванные гравитационной седиментацией и термофорезом магнитных частиц.

Экспериментальная установка представляет собой конвективную камеру с рабочей полостью в форме прямоугольного параллелепипеда размерами  $375 \times 180 \times 6 \text{ мм}^3$  (в некоторых экспериментах  $255 \times 70 \times 6 \text{ мм}^3$ ) (рис. 1). Одна из стенок выполнена в виде алюминиевой пластины, в которой выточены каналы для прокачки термостатирующей жидкости. Внешняя стенка изготовлена из стеклотекстолита толщиной 0,8 мм. За полем температуры на поверхности текстолита ведется наблюдение с помощью инфракрасной камеры. В силу малой толщины и высокой теплопроводности текстолита поле температуры

на его поверхности близко к полю температуры на поверхности магнитной жидкости. На основе наблюдаемого поля температуры делались выводы о структуре течений, происходящих в магнитной жидкости. Перепад температуры между стенками слоя задается путем изменения температуры металлического теплообменника относительно температуры воздуха в лаборатории (при этом температура текстолита поддерживается при комнатной температуре путём интенсивного обдува воздухом). Торцевые стенки кюветы изготовлены из органического стекла.

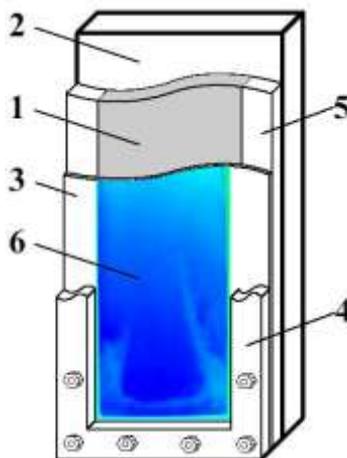


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

- 1 – рабочая полость, 2 – металлический теплообменник, 3 – текстолитовая пластина, 4,5 – рамки из органического стекла, 6 – поле температур, фиксируемое на поверхности текстолита

В экспериментах исследовалась устойчивость первичного подъемно-опускного течения. Опыты проводились при установленном перепаде температур между теплообменниками  $\Delta T$ . Перед началом эксперимента для создания одинаковых начальных условий и однородного распределения легких и тяжелых компонент коллоида производилось перемешивание среды при помощи термогравитационной и термомангнитной конвекции при  $\Delta T \approx 30$  К в поле постоянного магнита. Затем слой выдвигался из поля магнита, и исследовалось термогравитационное течение. Как показывают эксперименты, даже после создания однородного начального распределения в магнитном коллоиде наблюдалось волновое вторичное течение стратификационной природы.

Возникновение коротковолнового конвективного вала на фоне базового течения и его эволюция представлены на рис. 2. На кадре 1 в нижней части слоя образуется вторичный коротковолновый вихрь. Горизонтальная граница коротковолнового вала с течением времени поднимается по направлению основного потока, а затем становится неустойчивой (кадр 2) и разрушается через возникновение подъемных течений у торцов конвективной камеры (кадры 3 – 5). После исчезновения первого вихря (кадр 6) начинает формироваться следующий. Таким образом, в течение всего времени эксперимента наблюдаются автоколебания, включающие возникновение коротковолнового валика в нижней части слоя, его увеличение в размере, последующее разрушение и появление вновь.

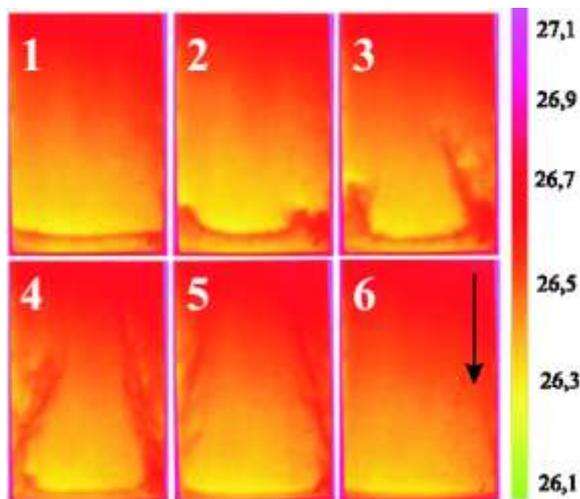


Рис. 2. Эволюция вторичного колебательного режима течений.  
 Время на кадрах: 10, 16, 19, 21, 30 минут от начала съемки соответственно.  
 Перепад температуры  $\Delta T=5$  К, направление вектора силы тяжести указано черной стрелкой

Изменение отношения высоты слоя к толщине рабочей полости кюветы приводило к прямо пропорциональному изменению периода наблюдаемых автоколебаний. На рис. 3 показана эволюция течения в вертикальном слое толщиной 6 мм и высотой 180 мм. В таком слое с широкой нижней границей разрушение стратификационного вала в нижней части может происходить также посредством подъемных вихрей, возникающих в середине слоя.

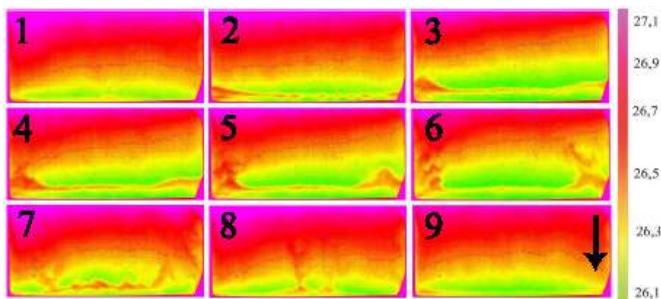


Рис. 3. Эволюция вторичного колебательного режима течений.  
 Время на кадрах 4, 5.4, 5.7, 6, 6.1, 6.3, 6.4, 7.0 часов от начала съемки соответственно. Перепад температуры  $\Delta T=5$  К, направление вектора силы тяжести указано черной стрелкой

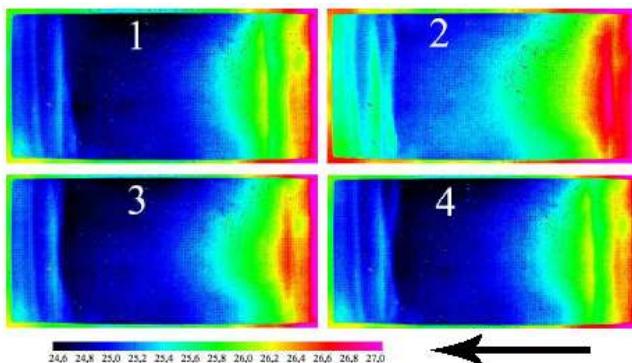


Рис. 4. Эволюция вторичного колебательного режима течений в наклонном слое, вид сверху. Время на кадрах 27, 41, 49 минуты от начала съемки соответственно. Перепад температуры  $\Delta T=15$  К, угол наклона к горизонту  $\alpha = 10^\circ$ . Черной стрелкой обозначено направление действия силы тяжести в проекции на поверхность слоя.

Для выяснения причины возникновения автоволновых структур были проведены эксперименты в наклонном слое, нагреваемом сверху. Пространственно-временные структуры волнового течения, наблюдаемого в наклонном слое, приведены на рис. 4. В этом случае градиент температуры приводил к термодиффузионному расслоению, и слой становился аналогом ректификационной колонны.

Для выяснения влияния термодиффузионного расслоения жидкости-носителя на формирование волновых структур были проведены опыты на жидких углеводородах и их смесях: керосине и гексадекане, а также трансформаторном масле. Такой выбор связан с тем, что керо-

син является жидкостью-носителем для исследуемой магнитной жидкости, а гексадекан является однокомпонентной жидкостью, входящей в состав керосина, и имеет наибольшую вязкость из алканов, составляющих керосиновый ряд. Трансформаторное масло использовалось по трём причинам: 1) его вязкость близка к вязкости исследуемой магнитной жидкости на основе керосина, 2) химические свойства трансформаторного масла схожи со свойствами керосина, 3) трансформаторное масло также как и керосин является смесью углеводородов.

Опыты в наклонном слое проводились в слое толщиной 6 мм, длиной 255 мм, шириной 70 мм. В гексадекане и керосине периодические структуры не наблюдались (рис. 5, фотографии 1 и 2). В трансформаторном масле наблюдались периодические структуры, подобные представленным на рис. 4.

Таблица 1.

**Некоторые физические свойства используемых в опытах жидкостей: динамическая вязкость  $\eta$ , плотность  $\rho$ , намагниченность насыщения  $M_s$  и температура плавления  $T_{пл}$ .**

Жидкость	$\eta$ , мПа·с	$\rho$ , $10^3$ кг/м <sup>3</sup>	$M_s$ , кА/м	$T_{пл}$ , °С
Магнитная жидкость	13.1	1.44	43	
Гексадекан	3.45	0.82		18,2
Керосин	1.49	0.85		
Трансформаторное масло	12.2	0.87		

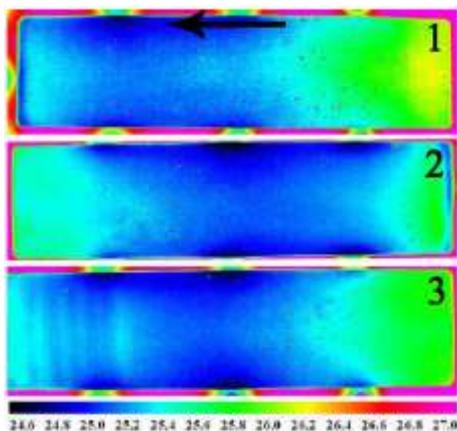


Рис. 5. Поля температур в наклонных слоях немагнитных жидкостей, вид сверху. Угол наклона слоев к горизонту  $\alpha = 10^\circ$ . 1 – гексадекан, перепад температуры  $\Delta T=8$  К, 2 – керосин, перепад температуры  $\Delta T=7$  К, 3 – трансформаторное масло, перепад температуры  $\Delta T=20$  К. Черной стрелкой обозначено направление действия силы тяжести в проекции на поверхность слоя.

Для выявления и рассмотрения вклада отдельных факторов в термодиффузионный и гравитационно-седиментационный механизмы возбуждения вторичных конвективных вихрей требуется магнитная жидкость на основе однородного по химическому составу предельного углеводорода, очищенная от свободных молекул поверхностно активного вещества.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Bozhko A.A., Putin G.F., Sidorov A.S., Suslov S.A. Convection in a vertical layer of stratified magnetic fluid // *Magnetohydrodynamics*. 2013. V. 49. No. 1. pp. 143-152.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ЧАСТИЦЫ С ЗАЩИТНЫМ СЛОЕМ

**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 строительства Югорского государственного университета.



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

Моделируется динамика частицы, окруженной слоем маленьких частиц, на которые наложены связи, позволяющие им перемещаться только вдоль поверхности большой частицы.

В дисперсных жидких системах существует два механизма взаимодействия частиц: первый механизм связан с силами, непосредственно действующими между частицами, второй - с гидродинамическим взаимодействием частиц в жидкости. Действие связей между частицами (стержней, пружин) также относится к первому механизму взаимодействия. Фактически оба механизма взаимодействия всегда присутствуют в системе жидкость - частицы. При этом в обоих механизмах силы взаимодействия зависят от расположения частиц друг относительно друга. Изменения относительного положения частиц меняет и сами силы. Таким образом в системе жидкость - частицы имеется сложное взаимодействие, в котором силы, обусловленные обоими механизмами взаимодействия, определяют динамику частиц и в свою очередь сами меняются из-за их относительного перемещения.

В результате такого взаимодействия частицы в жидкости могут образовывать структуры (в том числе и периодические) или объединяться в агрегаты, в которых частицы удерживаются силами взаимодействия. Размеры и форма агрегатов может быть различной, при этом агрегаты могут образовывать достаточно жесткую конструкцию или

деформируемую структуру. В литературе достаточно много работ по динамике агрегатов, представляющих собой цепочку частиц, что позволяло использовать подходы, основанные на свойстве аксиальной симметрии тела. Реальные структуры агрегатов имеют не симметричную форму, что приводит к известным трудностям при изучении их динамики.

Поскольку агрегаты состоят из частиц, то можно рассматривать динамику системы частиц, образующих агрегат. Сложность подобного подхода состоит в том, чтобы при движении такой системы конфигурация расположения частиц не изменялась (жесткие агрегаты) или изменялась только в определенных направлениях (деформируемые агрегаты), определяемые наложенными связями. Другими словами, положение частиц в агрегате относительно друг от друга должно быть или постоянным или таким, которое позволяет наложенные связи, что существенно отличает динамику такой системы от динамики частиц в облаке.

В настоящей работе на основе результатов, полученных в работах [1-5] предлагается метод, основанный на представлении динамики агрегата, как динамики системы частиц, образующих агрегат, при учете как внутренних сил, которые удерживают частицы в агрегате, так и сил гидродинамического взаимодействия между ними.

В результате взаимодействия частицы могут образовывать структуры, которые деформируются при движении за счет взаимодействия с жидкостью. Рассмотрим модель такой структуры, представляющей собой центральную частицу радиуса  $a$ , вокруг которой на расстоянии  $2.0 a$  периодически с шагом угла  $\pi/8$  расположены маленькие частицы радиуса  $0.1 a$ . Таким образом, имеем 114 маленьких частиц, симметрично расположенных вокруг центральной. Предполагается, что на частицы наложены связи, которые не позволяют им вращаться и удерживают их на одном и том же расстоянии от центральной частицы, позволяя перемещаться вдоль ее поверхности. Расположенные таким образом частицы вокруг одной центральной с наложенными на них связями можно рассматривать как модель защитного слоя.

Рассмотрим осаждение такой системы в поле силы тяжести. Плотность всех частиц будем считать одинаковой. Поскольку объем маленьких частиц много меньше объема центральной, то можно пренебречь силами, действующими на эти частицы и рассматривать движение рассматриваемой системы только под действием силы, приложенной к центральной частице. На рис. 1 представлена динамика осаждения рассматриваемой системы частиц. Как показывает моделирование, маленькие частицы, расположенные в носовой части, сдвигают-

ся в сторону кормовой зоны центральной частицы, что увеличивает скорость ее осаждения. Однако начиная с некоторого момента, этот сдвиг практически прекращается, что можно объяснить увеличением силы отталкивания между частицами вследствие их гидродинамического взаимодействия.

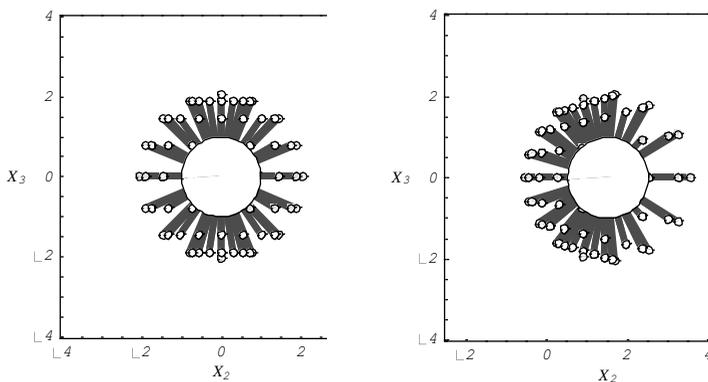


Рис. 1

В терминах механики сплошной среды данный результат соответствует возникновению такого градиента концентрации частиц, направленного против скорости сдвига, что система приходит в равновесное состояние. Такой механизм имеет место при наличии вокруг твердой или жидкой частицы слоя поверхностно-активного вещества. Предлагаемая структура может служить моделью для описания динамики частиц с защитным слоем.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Мартынов С. И. Гидродинамическое взаимодействие частиц // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 1998. №2. С. 112-119.
2. Мартынов С. И. Взаимодействие частиц в течении с параболическим профилем скорости // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2000. №1 С.84-91.
3. Баранов В.Е., Мартынов С.И. Влияние гидродинамического взаимодействия на скорость осаждения большого числа частиц в вязкой жидкости // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2004. № 1. С.152-164.
4. Баранов В.Е., Мартынов С.И. Моделирование динамики частиц в вязкой жидкости при наличии плоской стенки //Журнал вычислительной математики и математической физики. 2010. Т. 50. № 9. С.1669 –1686.
5. Коновалова Н.И., Мартынов С.И. Моделирование динамики частиц в быстропеременном потоке вязкой жидкости //Журнал вычислительной математики и математической физики. 2012. Т. 52. № 12. С.1 –13.

## ДЕФОРМАЦИЯ КАПЛИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ НА ЖИДКОЙ ПОДЛОЖКЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

**Бушуева К.А., Минина А.С.**

Институт механики сплошных сред УрО РАН,  
614013, г. Пермь, ул. Академика Королева, д. 1



Бушуева Кристина Андреевна окончила Пермский государственный педагогический университет в 2007 году. Имеет 43 научных публикаций, в том числе 20 статей, 5 статей в иностранных журналах. В настоящее время является младшим научным сотрудником лаборатории динамики дисперсных систем в Институте механики сплошных сред УрО РАН.



Минина Анастасия Сергеевна студентка 3-го курса Пермского государственного научно-исследовательского университета.

### Введение

Исследование формы капель магнитной жидкости (МЖ) вызывает активный интерес многочисленных исследователей по той причине, что она оказывается очень чувствительной к внешнему магнитному полю и легко управляется с его помощью. Основными факторами, определяющими форму капли МЖ, являются магнитная и гравитационная силы, а также силы поверхностного натяжения [1].

В работе [2] была получена и экспериментально изучена упорядоченная система капель, возникавшая при разрыве изначально сплошного слоя магнитной жидкости, расположенного на жидкой подложке в вертикальном однородном магнитном поле. Капли имели вид конусов, частично погруженных в жидкость подложки, и при дальнейшем увеличении напряженности поля вытягивались в область воздушной фазы. В ходе исследования было обнаружено, что возникающие при разрыве слоя капли имели различные диаметры (от 2 до 11 мм), также от опыта к опыту отличалось количество получаемых капель. Отмечалось, что формирование неустойчивости поверхности капель на границе с воздухом (свободная) происходило при различных значениях напряженности приложенного магнитного поля. Кроме то-

го, высказывалось предположение, что на количество капель, их размер и критические значения напряженности магнитного поля для свободной и межфазной их поверхностей влияет толщина жидкой подложки. Целью данной работы является исследование единичного элемента капельной структуры, возникшего при распаде слоя феррожидкости под действием однородного вертикального магнитного поля.

### Методика эксперимента

В эксперименте была использована феррожидкость на основе керосина, капля которой располагалась на жидкой подложке из перфтороктана  $C_8F_{18}$ . Физико-химические свойства используемых в эксперименте жидкостей представлены в таблице.

Жидкость	Плотность $\rho$ , г/см <sup>3</sup>	Поверхностное натяжение $\sigma$ , дин/см	Динамическая вязкость $\eta$ , сПз	Начальная магнитная восприимчивость, $\chi_0$
МЖ	1.37	23.5	6.0	7.0
$C_8F_{12}$	1.76	15.8	0.8	–

В качестве рабочей полости использовалась кювета квадратного сечения со стороной  $D = 59$  мм. Поверхность кюветы тщательно очищалась и обезжиривалась. Кювета заполнялась перфтороктаном до некоторой высоты, которая определялась как  $B = m/(\rho S)$ , где  $m$  – масса жидкости,  $S = D_2$  – площадь основания кюветы,  $D$  – длина стороны кюветы квадратного сечения. Измерение массы жидкости и, соответственно, толщины слоя проводилось путем взвешивания на электронных весах AnD EK 610i шприца с жидкостью до и после ее заливки в кювету.

В ходе опытов кювета помещалась на горизонтальную площад-

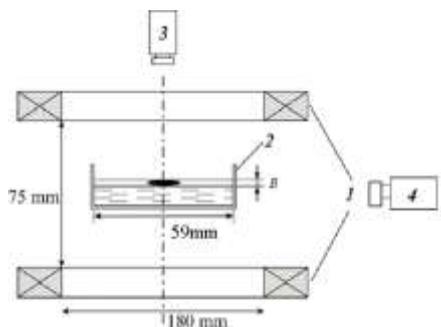


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 – катушки Гельмгольца; 2 – кювета с созданной в ней двухслойной системой жидкостей; 3, 4 – видеокамеры

ку между двумя катушками Гельмгольца диаметром 180 мм (рис. 1). Ось кюветы совпадала с осью катушек. Капля феррожидкости помещалась в центр рабочей полости, на поверхность жидкой подложки. Напряженность  $H$  магнитного поля, создаваемого катушками, регулировалась с помощью стабилизированного источника питания GPR-7550 D. Сила тока, протекавшего по катушкам, медленно увеличивалась – небольшими ступенями с выдержкой каждого значения поля в течение некоторого промежутка времени, тем самым выполнялось условие равновесия формы капли. Изображение кюветы регистрировалось видеокамерой, установленной сверху над кюветой и сбоку.

### Результаты

На рис. 2 показано поведение капли феррожидкости в вертикальном однородном магнитном поле. Основной характеристикой капли является начальный диаметр  $d_0$ , определяемый при наблюдении за каплей сверху (см. рис. 1, камера 3). Из-за разности плотностей жидкостей и коэффициентов их поверхностного натяжения капля удерживалась на поверхности перфтороктана в состоянии равновесия в отсутствии поля (рис. 2, *a*).

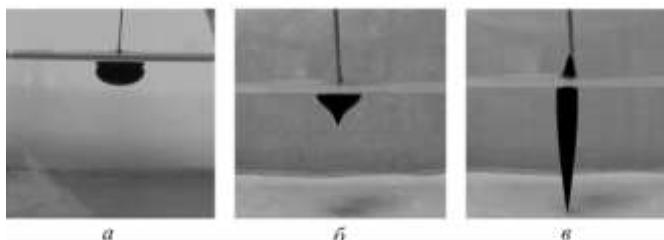


Рис. 2. Изменение капли с ростом напряженности магнитного поля  $H$ , кА/м: 0.0 (*a*); 3.2 (*б*); 10.0 (*в*),  $d_0 = 7.3$  мм

При постепенном наращивании напряженности магнитного поля вплоть до достижения критического значения  $H_m^*$  когда капля приобретает форму конуса, т.е. на межфазной поверхности капли появляется неустойчивость в виде пика (рис. 2, *б*). При дальнейшем увеличении напряженности конус вытягивается вдоль направления поля, одновременно с этим при следующем критическом значении напряженности  $H_c^*$  возникает неустойчивость на свободной поверхности капли (рис. 2, *в*).

На рис. 3 изображен график зависимости относительного диаметра капли  $d/d_0$  от напряженности магнитного поля  $H$ , где  $d_0$  – начальный диаметр капли при наблюдении сверху. Кривые 1 и 2 отра-

жают деформацию капли при, соответственно, возрастании и убывании напряженности магнитного поля.

Заметим, что с ростом напряженности магнитного поля капля начинает существенно уменьшаться в диаметре, а с увеличением напряженности диаметр увеличивается вплоть до первоначального состояния.

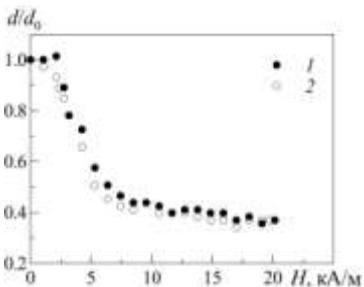


Рис. 3. Зависимость относительного диаметра  $d/d_0$  капли от роста (1) и убывания (2) напряженности  $H$  поля;  $d_0 = 7.3$  мм,  $H_c^* = 7.4$  кА/м,  $H_m^* = 2.8$  кА/м

На рис. 4, *a* изображен график зависимости удлинения капли феррожидкости  $h_m$  на межфазной границе от напряженности поля  $H$ . С увеличением поля вертикальный размер капли растет вдоль его направления таким образом, что она принимает вид полуэллипсоида.

При критической напряженности  $H_m^*$  возникает неустойчивость на межфазной границе капли в виде пика, длина которого увеличивается с ростом поля (кривая 1). В случае достаточно тонкого слоя жидкой подложки пик, возникший на межфазной поверхности, способен достигать дна кюветы. С уменьшением напряженности поля длина пика уменьшается вплоть до его исчезновения (кривая 2).

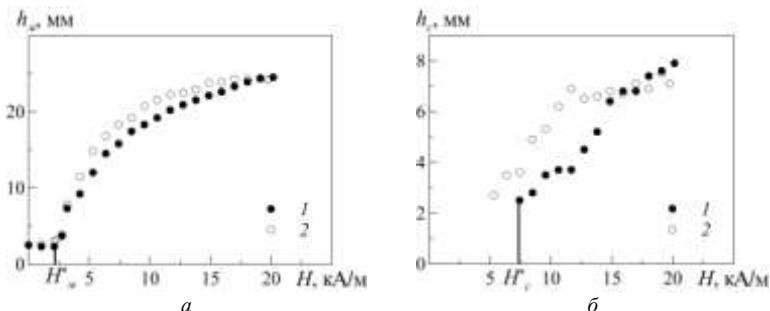


Рис. 4. Зависимость удлинения капли  $h_m$  (*a*) и  $h_c$  (*б*) от роста (кривая 1) и уменьшения (кривая 2) напряженности поля  $H$ ;  $d_0 = 7.3$  мм,  $H_m^* = 2.8$  кА/м,  $H_c^* = 7.4$  кА/м

На рис. 4, *б* изображен график зависимости удлинения капли феррожидкости  $h_c$  на свободной границе от напряженности поля  $H$ . Деформация свободной поверхности выражается в возникновении неустойчивости Розенцвейга на свободной границе капли при критической напряженности  $H_c^*$  в виде пика, который затем продолжает вытягиваться с ростом поля

(кривая 1). Уменьшение напряженности поля (кривая 2) приводит, соответственно, к преобладанию гравитационной и капиллярной сил и, как результат, ведет к уменьшению длины пика  $h_c$ .

Стоит отметить, что восстановление равновесной поверхности капли (как свободной, так и межфазной) в большинстве опытов происходило при меньших напряженностях поля, нежели возникновение пика. Таким образом, наблюдается гистерезис в деформации капли с ростом и уменьшением поля.

На рис. 5 представлена зависимость критической напряженности поля  $H^*$  от начального диаметра каплей  $d_0$  на межфазной (кривая 1) и свободной (кривая 2) поверхностях капли.

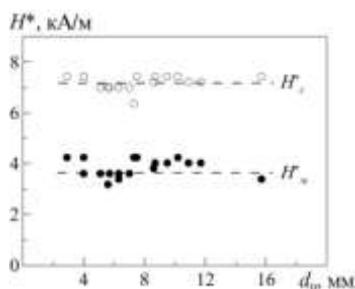


Рис. 5. Зависимость критической напряженности поля  $H$  от диаметра капли феррожидкости  $d_0$ : 1 –  $H^*_m$ , 2 –  $H^*_c$

На графике пунктирными линиями показаны средние значения критических напряженностей поля  $H^*_c$  и  $H^*_m$ , которые существенно не зависят от размера капли. Однако в описанной выше работе [1], когда исследовалась динамика системы капель в магнитном поле, наблюдалась неравномерность образования системы пиков на свободной поверхности капель, что, вероятно, можно объяснить наведенными магнитными полями соседних капель.

Отметим также, что средние значения критических напряженностей на свободной и межфазной границе отличаются во столько же раз, во сколько отличаются квадратные корни из коэффициентов поверхностного натяжения на свободной и межфазной границах соответственно

$$\frac{H^*_c}{H^*_i} = \sqrt{\frac{\sigma_c}{\sigma_i}}$$

На рис. 6 представлена зависимость критической напряженности поля  $H^*$  от высоты жидкой подложки  $B$ . По графику видно, что величина критической напряженности как для межфазной, так и для свободной поверхностей отдельной капли магнитной жидкости не зависит от толщины жидкой подложки, на которой она располагается. Отметим, однако, что наблюдается небольшой перепад в зависимости для толщины жидкой подложки более 25 мм, что, возможно, указывает на наличие зависимости при исследовании более широкого диапазона величины  $B$ .

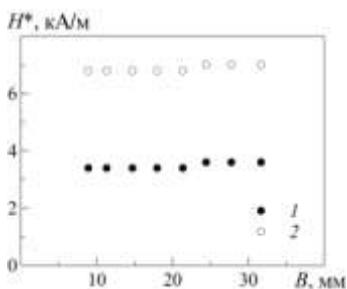


Рис. 6. Зависимость критической напряженности поля  $H^*$  для межфазной (1) и свободной (2) поверхностей капли магнитной жидкости от высоты жидкой подложки  $B$ ;  $d_0 = 8$  мм

### Заключение

В ходе выполнения эксперимента были получены результаты, которые позволяют сделать следующие выводы:

- при деформации капли с ростом и уменьшением напряженности поля наблюдается гистерезис;
- неустойчивость на свободной границе капли возникает при больших значениях напряженности, чем на межфазной границе;
- отношение средних критических значений напряженностей отличаются во столько же раз, во сколько отличаются квадратные корни из коэффициентов поверхностного натяжения на свободной и межфазной границах соответственно;
- значения критических напряженностей на межфазной и свободной границах поверхностей отдельной капли магнитной жидкости не зависят от толщины жидкой подложки, на которой она располагается.

*Работа выполнена при поддержке Программы ТО РАН (проект № 12-Т-1-1008) и проекта РФФИ-Урал № 13-01-96041.*

### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Блум Э.Я. Майоров М.М. Цеберс А.О. *Магнитные жидкости*. – Рига: Зинатне, 1989. – Р. 386.
2. *Bushueva C.A. Drop structures formed by ferrofluid in the uniform magnetic field // Magnetohydrodynamics. 2013. Vol. 49, No. 3–4. P. 598–602.*

## ЗАДАЧА О СИЛАХ, ДЕЙСТВУЮЩИХ НА ПОСТОЯННЫЙ МАГНИТ, ПОМЕЩЕННЫЙ В ПРЯМОУГОЛЬНУЮ ПОЛОСТЬ С КОНЦЕНТРИРОВАННОЙ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТЬЮ

**Буркова Е.Н.**

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

E-mail: [burkova\\_ekaterin@mail.ru](mailto:burkova_ekaterin@mail.ru)

**Пшеничников А.Ф.**

Институт механики сплошных сред УрО РАН,  
614013, Пермь, ул. Ак. Королева, 1. E-mail: [pshenichnikov@icmm.ru](mailto:pshenichnikov@icmm.ru)



Буркова Екатерина Николаевна окончила Пермский государственный национальный исследовательский университет в 2009 году. Ассистент кафедры общей физики ПГУ. Имеет 9 научных статей. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФИ.

Задачи о силах, действующих на тело, погруженное в магнитную жидкость, рассматриваются в литературе, начиная с классических работ Розенцвейга [1]. Решение ряда конкретных проблем можно найти, например, в [2-5]. Главной особенностью известных нам решений является то, что они получены в рамках приближения разбавленных растворов. В этом случае пренебрегается межчастичными взаимодействиями (стерическими, магнитодипольными и гидродинамическими) и пренебрегается магнитным полем, создаваемым самой жидкостью (т.е. размагничивающим полем). Кроме того, пренебрегается (но всегда) магнитофорезом коллоидных частиц (их дрейфом под действием градиентного поля) и процессами диффузии. Пренебрежение магнитофорезом и диффузией частиц означает, что известные решения справедливы только на ограниченном промежутке времени, малом по сравнению с временем установления равновесного распределения частиц в полости.

Основной целью данной работы является количественная оценка роли этих факторов на примере прямоугольной полости с магнитной жидкостью и постоянным магнитом. Границы полости непроницаемы для вещества. Выбранная геометрия соответствует простейшему одноосному магнитожидкостному акселерометру, описанному в [1]. Задача решена численно в двумерной постановке, методом конечных объемов, в отсутствие гидродинамических течений.

### Постановка задачи

Пусть имеется прямоугольная полость с неподвижной магнитной жидкостью, в которую погружен постоянный магнит, однородно намагниченный вдоль оси  $x$ . Длина полости вдоль оси  $y$  полагается большой по сравнению с шириной  $a_1$  и высотой  $b_1$ . Магнит изготовлен из материала с большой коэрцитивной силой, поэтому его намагниченность  $M_S$  можно считать однородной и независимой от свойств жидкости, в которой он находится. Для определенности будем считать, что вектор намагниченности направлен по оси  $x$ :  $M_S = (M_S, 0, 0)$ . Задача состоит в том, чтобы вычислить квазиупругую силу, действующую на магнит при его произвольном смещении по оси  $x$  относительно центра полости.

Магнитное поле  $\mathbf{H}$  внутри жидкости, складывается из поля  $\mathbf{H}_0$ , создаваемого постоянным магнитом и убывающего с расстоянием от полюсов, и собственного поля  $\mathbf{h}$ , создаваемого жидкостью (т.е. размагничивающего поля)  $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}$ . Оба слагаемые в правой части последнего уравнения существенно неоднородны, поэтому неоднородна и магнитная добавка к статическому давлению внутри жидкости. В соответствии с уравнением Бернулли для магнитной жидкости (например, [1]) эта добавка является монотонно возрастающей функцией напряженности поля  $H$

$$p = \mu_0 \int_0^H M dH + const, \quad (1)$$

где  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м,  $M = M(H)$  – намагниченность жидкости.

Силу, действующую на немагнитное тело, можно найти, проинтегрировав по поверхности тела силы давления (1) и приняв во внимание добавки, связанные с магнитным скачком давления на границе двух сред. Согласно [1] имеем:

$$\mathbf{F} = \oint_S \left( p + \frac{\mu_0}{2} M_n^2 \right) d\mathbf{S}. \quad (2)$$

При интегрирование по внутренней поверхности полости мы получаем силу, действующую на корпус полости, а сила, действующая на магнит, получается из (2) простой сменой знака в правой части уравнения. Если магнит находится в центре полости, распределение давления по ее внутренней поверхности симметричное, и результирующая сила, действующая на магнит, равна нулю. Смещение магнита из положения равновесия нарушает симметричность поля  $H$  и приводит к появлению квазиупругой силы.

### Магнитофорез и диффузия частиц в концентрированных магнитных жидкостях

Под действием магнитного поля первоначально однородная магнитная жидкость со временем становится пространственно неоднородной по концентрации магнитной фазы вследствие магнитофореза частиц (движения частиц под действием неоднородного магнитного поля). В отсутствие конвективного движения единственным фактором, препятствующим этому расслоению, является градиентная диффузия. В концентрированных системах эти процессы описываются нелинейным динамическим уравнением массообмена, содержащим слагаемое, ответственное за магнитофорез и зависящее от намагниченности и напряженности поля в веществе. Нами используется уравнение, полученное в [6], 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

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = -\operatorname{div} \left\{ D_0 K(\varphi) \left\{ \varphi L(\xi_e) \nabla(\xi_e) - \left[ 1 + \frac{2\varphi(4-\varphi)}{(1-\varphi)^4} - \varphi \frac{\partial^2(\varphi^2 G)}{\partial \varphi^2} \right] \nabla \varphi \right\} \right\}, \quad (3)$$

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

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,  $\lambda = \mu_0 m^2 / 4\pi a^3 kT$  - параметр магнитодипольных взаимодействий (отношение энергии магнитодипольных взаимодействий к энергии теплового движения),  $G(\lambda, \varphi)$  - относительный вклад магнитодипольных взаимодействий в плотность свободной энергии, Первое слагаемое в (3) отвечает за магнитофорез, второе - за диффузию, третье - за стерические взаимодействия и последнее - за эффективное притяжение частиц, связанное с магнитодипольными взаимодействиями.

Для учета межчастичных взаимодействий в концентрированной жидкости ее намагниченность  $M$  вычислялась в рамках модифицированной модели эффективного поля второго порядка, справедливой в достаточно широком диапазоне параметров [7].

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

$$H_e = H + \frac{M_L(H)}{3} \left[ 1 + \frac{1}{48} \frac{dM_L(H)}{dH} \right], \quad M_L = mnL(\xi), \quad (4)$$

где  $n = 6\varphi/\pi d^3$  – числовая плотность частиц,  $m$ ,  $d$  – магнитный момент и полный диаметр частицы,  $L(\xi) = \text{cth}(\xi) - 1/\xi$  – функция Ланжевена,  $M_L$  – намагниченность жидкости, вычисленная в рамках ланжевенского приближения,  $H_e$  – эффективное поле, действующее на частицу. Уравнения (4) 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 энергии магнитодипольных взаимодействий [8, 9, 10].

При решении динамического уравнения массопереноса в магнитной жидкости шаг по времени сопровождался уточнением магнитного поля и намагниченности в каждой элементарной ячейке. Описание расчета поля магнита и размагничивающего ополя представлено в [11].

#### Метод решения и результаты

Связанная система уравнений решалась численно, методом конечных объемов в двумерной постановке по явной схеме. Влияние гравитационного поля не учитывалось.

Большинство представленных ниже результатов получено для средней по объему концентрации частиц  $\langle \varphi \rangle = 0.1$  и безразмерного поля (параметра Ланжевена) на торцах магнита  $\xi_0 = 13$ , типичных для реальных систем. Задача решена в трех вариантах:

- 1) В простейшей постановке, т.е. без учета межчастичных взаимодействий и размагничивающих полей (в приближении разбавленных растворов) и без учета магнитофореза.
- 2) В приближении разбавленных растворов, но с учетом магнитофореза и диффузии частиц.
- 3) В максимально полной постановке (учитываются магнитофорез, диффузия, размагничивающие поля и межчастичные взаимодействия).

На рисунке 1 приведены изолинии равной концентрации при центральном положении магнита в полости. Рисунок демонстрирует роль магнитофореза в пространственном перераспределении частиц. Видно, что эффект очень сильный: концентрация коллоидных частиц вблизи полюсов магнита примерно в три раза превышает концентрацию на периферии. Ясно, что такими сильными эффектами пренебрегать нельзя.

Влияние магнитофореза на квазиупругую силу, возникающую при смещении магнита из центрального положения, продемонстрировано на рисунке 2. Кривые 1 – 3 на рисунке соответствуют трем вариантам

решения задачи, перечисленным выше. По оси ординат отложена  $x$ -компонента силы, взятая по модулю. Видно, что решение задачи в приближении разбавленных растворов без учета магнитофореза (кривая 1) предсказывает многократно завышенное значение силы.

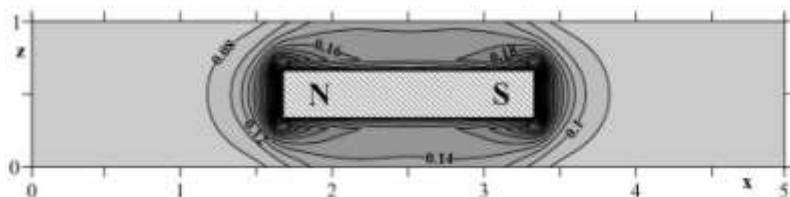


Рис. 1. Изолинии равной концентрации частиц в прямоугольной полости при центральном положении магнита.  $\langle \varphi \rangle = 0.1$ ,  $\xi_0 = 13$ ,  $\lambda = 2$ . Задача в полной постановке

Учет магнитофореза приводит к уменьшению квазиупругой силы примерно на порядок (кривая 2). Основная причина этого эффекта – экранирование постоянного магнита слоем высококонцентрированной жидкости, образующимся вблизи его полюсов, и, как следствие, уменьшение концентрации частиц на границах полости. Результатом магнитофореза является многократное уменьшение намагниченности жидкости и магнитного давления на границах полости. Отметим, что именно в таком приближении ранее решена задача о силах, действующих на левитирующее в магнитной жидкости немагнитное тело [12].

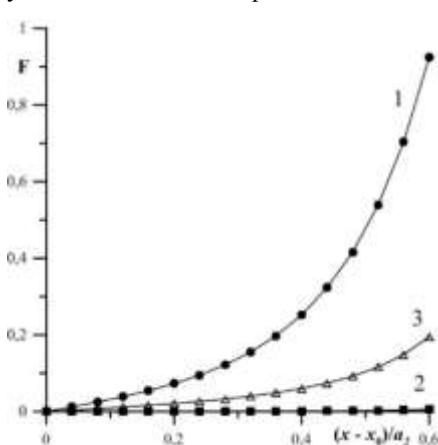


Рис. 2. Квазиупругая сила, действующая на магнит, в зависимости от его смещения из центрального положения.  $\langle \varphi \rangle = 0.1$ ,  $\lambda = 2$ ,  $\xi_0 = 13$ . Номера кривых соответствуют трем вариантам решения задачи.

Наконец, кривая 3 (Рис. 2) демонстрирует суммарный эффект, связанный с межчастичными взаимодействиями и размагничивающими полями. Это влияние разнонаправленное. Стерические взаимодействия (эффекты исключенного объема) препятствуют сегрегации частиц [8] и, тем самым, увеличивают расчетное значение

квазиупругой силы. Магнитодипольные взаимодействия, напротив, усиливают сегрегацию частиц (квазиупругая сила уменьшается), но, кроме того, увеличивают намагниченность жидкости (сила растет). Размагничивающее поле ослабляет квазиупругую силу во всех случаях.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Розенцвейг Р. Феррогидродинамика. Пер. с англ. – М.: Мир, 1989. – 356 с.
2. Налетова В.А., Шкель И.А. Сила, действующая на тело со стороны магнитной жидкости в неоднородном магнитном поле // Магнитная гидродинамика. – 1987. – № 2. – С. 67-70.
3. Налетова В.А., Тимонин Г.А., Шкель И.А. О силе, действующей на тело в неоднородно нагретой намагничивающей жидкости // Изв. АН СССР, Механика жидкости и газа. – 1989. – Т. 26. – с. 76-83.
4. Квитанцев А.С., Налетова В.А., Турков В.А. Левитация магнитов и тел из магнитомягких материалов в сосудах, заполненных магнитной жидкостью // Известия РАН, Механика жидкости и газа. – 2002. – Т. 3. – с. 12-20.
5. Налетова В. А., Пелевина Д. А., Турков В. А. Статика магнитной жидкости, содержащей концентраты магнитного поля // МЖГ. – 2009. – № 6. – с. 3-10.
6. Pshenichnikov A.F., Elfimova E.V., Ivanov A.O. Magnetophoresis, sedimentation and diffusion of particles in concentrated magnetic fluids // J. Chem. Phys. – 2011. – V. 134. – P. 184508.
7. Ivanov A.O., Kuznetsova O. Magnetic properties of dense ferrofluids: an influence of interparticle correlations // Phys. Rev. E. – 2001. – V. 64, N. 4. – P. 041405.
8. Pshenichnikov A. F. and Lebedev A.V. Low-temperature susceptibility of concentrated magnetic fluids // J. Chem. Phys. – 2004. – V. 121, N. 11. – p. 5455-5467.
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 measurements as a key for the particle size distribution in ferrofluids: experiment, theory, and computer simulations // Magnetohydrodynamics. – 2007. – V. 43, N. 4. – p. 393-399.
10. Пшеничников А. Ф., Лебедев А. В. Магнитная восприимчивость концентрированных ферроколлоидов // Коллоидный журнал. – 2005. – Т. 67, № 2. – с. 218-230.
11. Пшеничников А.Ф., Буркова Е.Н. О силах, действующих на постоянный магнит, помещенный в прямоугольную полость с магнитной жидкостью // Вычислительная механика сплошных сред. – 2014. – Т. 7, № 1. – С. 5-14.
12. Bashstovoi V.G., Polevikov V.K., Suprun A.E., Stroots A.V., Beresnev S.A. The effect of magnetophoresis and Brownian diffusion on the levitation of bodies in a magnetic fluid // Magnetohydrodynamics. – 2008. – V. 44, N. 2. – с. 121-126.

*Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № [13-02-00076](#), [13-01-96041](#), [14-01-96007](#))*

**ПРИМЕНЕНИЕ НАНОДИСПЕРСНЫХ  
МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ  
В ТЕХНИКЕ, МЕДИЦИНЕ, БИОЛОГИИ И ЭКОЛОГИИ**

## ФЕРРИМАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕРМОХИМИОТЕРАПИЯ ЗЛОКАЧЕСТВЕННЫХ ОПУХОЛЕЙ МАГНИТОУПРАВЛЯЕМЫМИ НАНОПРЕПАРАТАМИ

(часть 1)

**Брусенцов Н.А.<sup>1,2</sup>, Полянский В.А.<sup>1</sup>, Жуков А.В.<sup>1</sup>, Голубева И.С.<sup>2</sup>,  
Анисимов Н.В.<sup>3</sup>, Гуляев М.В.<sup>3</sup>, Пирогов Ю.А.<sup>3</sup>, Хохлов А.Р.<sup>3</sup>,  
Тищенко Д.А.<sup>3</sup>, Петухов В.Б.<sup>3</sup>, Никитин П.И.<sup>4</sup>, Никитин М.П.<sup>4</sup>,  
Ксенович Т.И.<sup>4</sup>, Брусенцова Т.Н.<sup>5</sup>, Кузнецов В.Д.<sup>5</sup>, Бочарова О.А.<sup>2</sup>,  
Барышников А.Ю.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Институт Механики МГУ им. М.В. Ломоносова, 119192 Москва,

E-mail: [brusentsov2005@yandex.ru](mailto:brusentsov2005@yandex.ru);

<sup>2</sup> ФГБУ Российский онкологический научный центр им. Н.Н. Блохина  
РАМН, 115478, Москва;

<sup>3</sup> Факультет Фундаментальной медицины МГУ им. М.В. Ломоносова,  
119992, Москва,

<sup>4</sup> Институт общей Физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва,

<sup>5</sup> Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева,  
125047 Москва.

Гипертермия применяется в онкологии для лечения опухолей с недостаточным кровоснабжением, которые не дают адекватного ответа на воздействия лекарственной или лучевой терапии. Клетки этих опухолей обычно испытывают недостаток кислорода, а гипертермия повышает чувствительность гипоксических клеток в два и более раза к любому дополнительному воздействию. Раковые клетки окисляют избыток глюкозы в опухоли до молочной кислоты. При интенсивном гликолизе молочная кислота накапливается в опухоли и в непосредственно прилегающих к ней тканях, происходит подкисление среды, что и приводит к повышению чувствительности опухоли к терапии. Терапию глюкозой зачастую сочетают с блокаторами водородного насоса и гипоксией. Сочетание гипергликемии и гипертермии создаёт идеальные условия для тотальной гибели раковых клеток. При комбинированном лечении рака часто проводят хирургическое удаление части или всего органа с последующей химиотерапией и лучевой терапией [1-97]. Вид терапии зависит от прогностических факторов, к которым относятся: размер первичной опухоли; состояние регионарных лимфатических узлов; наличие отдаленных метастазов; степень дифференцировки и рецепторный статус клеток. Объем оперативного вмешательства зависит от стадии заболевания и, по возможности, проводится органосохраняющее лечение. Гормонотерапия рака эффективна лишь в

50% случаев, т.к. не все виды злокачественных опухолей чувствительны к данному виду лечению. В эру фармакогенетики химиотерапию связывают не только с морфологическими, но и генетическими особенностями раковых клеток. В способе прицельной, таргетной терапии, учитывают цитогенетический статус пациента, а также применение высокотехнологичных вариантов всех видов терапии, это повышает качество лечения на фоне снижения возможных осложнений. Раннее обнаружение рака значительно повышает результативность индивидуального лечения. От максимально переносимых для данного пациента способов сегодня переходят к использованию максимально эффективных способов лечения [1].

Разработка нового способа терапии злокачественных опухолей сложна [2 - 17]. Обычно она основана на открытии новых классов эффективных диагностических и противоопухолевых препаратов [2, 3, 6, 14 - 16], факторов [6] и устройств [4, 8, 11], выявляющих и губительно действующих на опухолевые клетки [18 - 48], или сенсбилизаторов [33, 37, 43, 45, 47, 48], селективно понижающих жизнеспособность опухолевых клеток.

Внутривенное введение традиционных противоопухолевых препаратов больным лишь тормозит пролиферацию и инфильтрацию опухолевых клеток в организме больного, при внутриаартериальном регионарном введении - эффективность лекарственной терапии злокачественных опухолей возрастает [36]. Поэтому в клинической онкологии всё чаще используют комбинации хирургических, лучевых, химио-, физио- и биотерапевтических методов с другими способами воздействия [2-97]. Химиотерапия, использующая около 100 противоопухолевых препаратов и комбинаций [36, 93], рентгенотерапия (РТ) [5, 6, 75, 85, 86] и фотодинамическая терапия (ФДТ) [37] применяются теперь в сочетании с гипертермией (ГТ) [4]. Одним из эффективных способов является регионарная электромагнитная гипертермия (РГ), индуцированная магнитоуправляемыми нанопрепаратами в переменных магнитных полях [7, 10, 12, 13 - 17, 20, 44, 64, 67, 71, 72]. При общей гипертермии (ОГ) температуру тела больного повышают с помощью воды, воздуха или электромагнитного поля до +42,4°C [4]. При этой температуре многие опухолевые клетки выживают [3, 52, 83]. Гипертермия в сочетании со снижением метаболизма, рН и гипергликемией, приводит к ослаблению опухолевых клеток и к значимому усилению противоопухолевого эффекта в процессе комбинированной лучевой и лекарственной терапии [4, 5, 30, 38, 52, 75, 83, 85, 86]. Перед нагревом тела до +43 °С [38] больному вводят комплекс препаратов, включающий глюкозу и высокие дозы уротропина на фоне глубокого наркоза с

охлаждением головы. В случаях генерализации процесса опухолевого роста, больные получают ОГ в течение 2,5 - 5,0 ч [4, 38]. Выживаемость больных, получавших ОГ, возрасала от 10 до 30% по сравнению с контрольными группами (без ОГ) [38, 81]. При регионарной гипертермии (РТ) применяются два метода локального нагревания опухолевых тканей электромагнитным полем (ЭМП) [4]:

- прямое нагревание (емкостное или индукционное) на частотах >1 МГц, когда тело пациента является частью электрической цепи контура, и различные ткани тела нагреваются по-разному в зависимости от их электрических свойств;

- не прямое (опосредованное) нагревание опухолевых тканей на частотах от 0,05 до 1,00 МГц, когда нагревающими элементами служат ферромагнитные имплантаты (специальные иглы, катетеры, капсулы, зерна, микросферы, наночастицы), абсорбирующие энергию ЭМП на данных частотах и трансформирующие ее в теплоту, которая нагревает опухолевые ткани. Вклад прямого нагревания в повышение температуры тканей на этих частотах незначителен [4, 64]. Температурно-экспозиционный режим регионарной электромагнитной гипертермии (РТ) при опухолях наружной локализации обычно составляет: 42–46 °С внутри опухоли в течение 1 - 2 ч.

Гипертермия индуцирует первичные обратимые эффекты в клетках и тканях [83]. ГТ без дополнительных терапевтических воздействий малоэффективна при любых способах ее создания (горячие вода или воздух, ВЧ-, УВЧ-, СВЧ-, ультразвуковые и лазерные излучения). Опухолевые клетки экспрессируют белки теплового шока, индуцирующие их термическую устойчивость, через несколько минут после ГТ [52, 77]. При ГТ изменяется активность регуляторных белков, киназ или циклинов; это приводит к нарушениям клеточного цикла и может индуцировать апоптоз [52, 53, 62, 79, 83, 84, 88]. В процессе ГТ *in vitro* определили денатурацию поверхностных клеточных рецепторов опухолевых клеток, такие клетки легче распознаются иммунной системой хозяина и инактивируются клетками-киллерами [77]. Действие ГТ на опухолевые ткани *in vivo* сопровождается выраженными изменениями: микроваскуляцией, кровотока и энергетического состояния кислорода [82]. Комбинированное действие РТ и ГТ на внутриклеточные биомолекулы связано с нагревом, вызывающим полифункциональные репаративные процессы после индуцированных радиацией поражений. Если ГТ проводили до или после нарушений, вызванных РТ, без учета временного интервала, комбинированная терапия опухолей оказывалась менее эффективной [6]. Сочетание ГТ опухолей с РТ и химиотерапией (ХТ) усиливало результаты лучевого и лекарственного лечения [5, 6, 85, 86] и приводило к регрессии опухолей, превышаю-

щей 74 % [81, 84]. Нагрев тканей у экспериментальных животных при РГ выше +47° С вызывает термоабляцию (термическое разрушение клеток), которое сопровождается острым некрозом, коагуляцией и, при длительном воздействии, карбонизацией ткани [4, 5, 73, 83]. Такой нагрев исключается при клинической гипертермии из-за побочных системных осложнений (повышение давления, сердечный приступ и др.) [4, 64, 81].

В последние десятилетия экспериментальная онкология пополнилась новыми методами терапии опухолей: магнитожидкостной регионарной индукционной гипертермией (РГ) [4–10, 12–21, 88] и ферромагнитогидродинамической термохимиотерапией злокачественных опухолей (ФМТ) [5, 16, 17].

Фундаментальными работами, лежащими в основе способа ФМТ, являются публикации, в которых описаны принципы:

- получения и механизмы действия магнитоуправляемых носителей [3, 4];
- действия магнитных устройств [5];
- создания композитных управляемых противоопухолевых препаратов и механизмы их действия [9, 30];
- создания биологических препаратов для диагностики и терапии онкологических больных [29, 31].

В качестве магнитоуправляемых носителей противоопухолевых препаратов используют наночастицы декстранферрита [2–4, 6–8, 10–17, 35, 39, 41, 42, 70, 72] и магнитолипосомы, трансформирующие энергию ЭМП (0,8 МГц) в теплоту (0,9 МГц инфракрасное излучение) [19, 50]. Применяемые при РГ устройства предназначены для наружного, либо внутритканевого применения. Нагрев всего тела млекопитающих проводится в устройствах радиочастотной- (10 – 100 МГц) и микроволновой гипертермии (>300 МГц) [4, 64, 83]. В устройстве BSD-2000, снабженном кольцевым аппликатором SIGMA 60, ЭМП генерируется 4 парами антенн, при этом предусмотрен мониторинг температуры с помощью термисторов, оптоволоконных сенсоров или термопар, которые вводятся через катетеры диаметром 1,4 – 1,8 мм, имплантируемые хирургическим способом или вводимые подкожно [4, 84].

Участки опухолевой ткани, окружающие сосуды, рассеивают больше теплоты, чем другие участки, это ухудшает результаты их РГ. Из-за интенсивной перфузии таких опухолей, как рак печени, легких, и почек, не удается повысить их температуру до 44–46° С и длительное время удерживать без понижения, поэтому они не поддаются лечению известными способами регионарной гипертермии. Пограничные эффекты, проявляющиеся между костной и мышечной тканями, являются

причиной, по которой рак головного мозга до сих пор лечат только с применением РГ, включающей краниотрипез (craniotripezis).

Минимальная температура  $+43^{\circ}\text{C}$ , необходимая при терапии глубокозалегающих опухолей, трудно достижима с применением существующих устройств РГ. В таких случаях комбинации РГ с РТ и ХТ потенцируют противоопухолевый эффект и часто приводят к желанной ремиссии. Однако сегодня ряд проблем в технологии РГ остаётся нерешенным:

- увеличивающаяся при РГ перфузия крови через ткани опухоли ускоряет клиренс нанопрепаратов, опухоль быстро опустевает и не нагревается;

- поскольку для РГ пока не синтезированы магнитоуправляемые противоопухолевые нанопрепараты (МПН) с температурой Кюри  $T_C$   $43 - 46^{\circ}\text{C}$  [12, 14, 28], в качестве магнитного носителя используют наночастицы магнетита ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ,  $T_C = 585^{\circ}\text{C}$  и  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ), покрытые декстраном  $(\text{C}_6\text{H}_{10}\text{O}_5)_{q-f}(\text{C}_6\text{H}_9\text{O}_5)_f(\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3)_p(\text{Fe}_3\text{O}_4)_n$ , декстранферрит [7 - 11, 20, 41 - 45, 51, 52, 63];

- при РГ на поверхности крупных сосудов внутри опухоли и по краям её остаются островки непрогретой при  $45 - 46^{\circ}\text{C}$  опухолевой ткани, содержащие выжившие клетки-источники прогрессии опухолей;

- распределение нанопрепаратов, непропорциональное величине термической конвекции данных опухолевых тканей;

- мониторинг температуры осуществляется инвазивным флуорооптическим методом (катетеры с датчиками вводят в ткани опухоли), наблюдается диссеминация и метастазирование опухолей;

- регулирование температуры в опухоли при сеансе РГ («включение и выключение генератора электромагнитного поля») сопровождается изменениями параметров переменного магнитного поля;

- не проводится мониторинг влияния на опухоль каждого отдельного сеанса терапии, заключение по результатам лечения принимается в конце планируемого курса, без учета результатов дробных сеансов РГ.

Основную часть перечисленных проблем можно частично решить путём создания нанопрепаратов, обладающих высокой удельной абсорбцией энергии ЭМП, с температурой Кюри ( $T_C$ ) равной  $44 - 46^{\circ}\text{C}$ . Такие нанопрепараты должны автоматически поддерживать температуру опухоли в заданном диапазоне неограниченное время. Разработанные нанопрепараты, с близкими значениями  $T_C$ , обладают низкой удельной абсорбцией энергии и в течение 1 часа не успевают нагреться до  $44 - 46^{\circ}\text{C}$ , при которых проводится РГ [16].

Учитывая многообразие и сложность проблем, возникающих при проведении магнитогидродинамической термохимиотерапии зло-

качественных опухолей, необходимо сформулировать основные принципы этого способа терапии. В основу нового способа терапии злокачественных опухолей положены методы:

- органо-сберегающей хирургии [78];
- регионарной химиотерапии [36];
- магнитожидкостной индукционной регионарной гипертермии

[7, 10, 12, 50].

Принципы, лежащие в основе перечисленных методов, во многом справедливы для способа магнитогидродинамической термохимиотерапии злокачественных опухолей [13, 17].

Чем раньше диагностирована злокачественная опухоль, чем меньше её объём, и чем скорее она удалена, тем больше вероятность выздоровления млекопитающего. После девяти сеансов термохимиотерапии на гистологических препаратах опухолей, не обнаруживались выжившие опухолевые клетки. Интратуморальное введение смеси золей декстранферрита (ДФ) и алкерана (АН) с концентрированием в опухолевых тканях и индукционным нагревом, приводит к полной регрессии плотных опухолей лимфоцитарной лейкемии P388 у 30% самок мышей BDF<sub>1</sub> и к 180% увеличению средней продолжительности их жизни при объеме исходных опухолей 40 – 50 мм<sup>3</sup> [12, 13]. При объеме исходных опухолей 400 – 500 мм<sup>3</sup>, в тех же условиях, полная ремиссия опухолей наблюдается лишь у 10% самок мышей BDF<sub>1</sub> [17].

Для надежного обнаружения и определения топографии сосудов, питающих опухоль, внутривенно вводят магнитоконтрастные препараты (например, Магневист фирмы Шеринг). При МРТ обнаружении сосудов, питающих опухоль, определяют:

- их размеры, глубину локализации, кровенаполнение, подходы для введения МПН;
- результаты доставки, распределения и фиксации МПН в опухолевой ткани;
- терапевтический эффект.

Направленная доставка химиотерапевтических средств в опухоль с минимальным системным побочным действием является первым звеном технологии магнитогидродинамической термохимиотерапии. Доставку наночастиц магнетита в опухоль осуществляют с помощью сверхчувствительной электронной навигационной системы, позволяющей лечить опухоли, залегающие глубоко в тканях мозга или располагающиеся рядом с участками мозга, отвечающими за речь и моторные функции [64, 67].

*Работа поддержана РФФИ, проекты No. 13-01-00035, 14-01-00056, 13-02-011260, 13-03-12468, 14-02-00840*

(Список литературы см. ниже в конце 2-ой части работы)

## ФЕРРИМАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕРМОХИМИОТЕРАПИЯ ЗЛОКАЧЕСТВЕННЫХ ОПУХОЛЕЙ МАГНИТОУПРАВЛЯЕМЫМИ НАНОПРЕПАРАТАМИ

(часть 2)

**Брусенцов Н.А.<sup>1,2</sup>, Полянский В.А.<sup>1</sup>, Жуков А.В.<sup>1</sup>, Голубева И.С.<sup>2</sup>,  
Анисимов Н.В.<sup>3</sup>, Гуляев М.В.<sup>3</sup>, Пирогов Ю.А.<sup>3</sup>, Хохлов А.Р.<sup>3</sup>,  
Тищенко Д.А.<sup>3</sup>, Петухов В.Б.<sup>3</sup>, Никитин П.И.<sup>4</sup>, Никитин М.П.<sup>4</sup>,  
Ксенович Т.И.<sup>4</sup>, Брусенцова Т.Н.<sup>5</sup>, Кузнецов В.Д.<sup>5</sup>, Бочарова О.А.<sup>2</sup>,  
Барышников А.Ю.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Институт Механики МГУ им. М.В. Ломоносова, 119192 Москва,

E-mail: [brusentsov2005@yandex.ru](mailto:brusentsov2005@yandex.ru);

<sup>2</sup> ФГБУ Российский онкологический научный центр им. Н.Н. Блохина  
РАМН, 115478, Москва;

<sup>3</sup> Факультет Фундаментальной медицины МГУ им. М.В. Ломоносова,  
119992, Москва,

<sup>4</sup> Институт общей Физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва,

<sup>5</sup> Российский химико-технологический университет  
им. Д.И. Менделеева, 125047 Москва.

Доставка МПН осуществляется путем их внутриартериального [20, 72] или интратуморального [12, 13, 64 – 69] введения. При внутриартериальном введении МПН могут возникать трудности, связанные с размерами частиц и ограниченной проницаемостью сосудов опухоли [50]. В зависимости от объема опухоли, для достижения равномерности распределения МПН, его вводят в ткани опухоли с 4 – 6 сторон [13 - 17]. Пропорциональное тепловой конвекции распределение МПН в опухолевых тканях, требует применения высокочувствительной электронной навигационной системы. Результаты, полученные при внутривенном введении феррита [60], проверили через 10 лет на животных тех же линий, с теми же опухолями и в тех же условиях [73, 74]. Обнаружили: значительное превышение в накоплении магнетита в печени, селезенке и легких по сравнению с известными результатами.

В ходе лечения крыс, с индуцированной опухолью мозга, всего лишь два сеанса интратуморального введения феррита с последующей РГ позволили увеличить продолжительность жизни подопытных животных более чем вчетверо – с 8 до 35 дней. Первые клинические испытания метода магнитожидкостной гипертермии опухолей проведены на больных глиобластомой [64, 67]. В отличие от магнитожидкостной гипертермии [64–69], которая формально не предусматривает концентрацию, распределение и фиксацию МПН, при ФМТ увеличивая

градиент НПМП перед нагревом, концентрируют и фиксируют МПН в опухолевых тканях [7, 8, 10 - 13]. Аппликаторы, излучающие энергию, вырабатываемую генераторами ЭМП, это - преимущественно кольца индуктивности различного дизайна [4]. На частотах  $>1$  МГц богатые водой биологические ткани нагреваются электрическими токами, индуцированными ЭМП в ликворе. Более 30 лет в медицине используются устройства РГ, работающие на частотах между 10 и 40 МГц. Эти устройства действуют за счет индукции вихревых токов во всех биологических тканях, содержащих воду. Но при работе на частотах  $<0,6$  МГц и мощности  $<0,5$  кВт вода практически не нагревается и требуется местный абсорбент энергии [4]. Ферромагнитные материалы хорошо абсорбируют и трансформируют в теплоту энергию ЭМП на частотах  $<1$  МГц, на которых биологические ткани абсорбируют энергию ЭМП очень слабо. Абсорбция энергии зависит от свойств материала, называемого термозерном (ТЗ). Первые ферромагнитные ТЗ производились из сплавов с  $T_C$  выше, чем требуемая при РГ температура, например,  $+50$  °С [4]. Поливолоконные ТЗ имеют удельную абсорбцию энергии (УАЭ) выше, чем у массивных ТЗ того же размера [5, 71, 76]. ТЗ не нагреваются выше  $T_C$ , абсорбция энергии возобновляется, как только ТЗ охлаждаются ниже  $T_C$  (восстановление магнитной проницаемости). Наиболее близким к методу на основе ТЗ является метод на основе магнитных жидкостей (МЖ). МЖ это - золь наночастиц ферромагнетиков или ферримагнетиков с размерами, близкими магнитному домену (диаметр частиц 6 - 100 нм). Разнообразные биополимеры, применяемые для покрытия наночастиц, предупреждают агрегацию [4, 20, 68]. При внеклеточном нагреве наночастиц магнетита, покрытых декстраном, был получен хороший дозо-зависимый эффект, сравнимый с нагревом в водяной бане. Увеличивая энергию РЧП, равномерно повышали температуру тканей опухоли до  $+46$ °С [66].

Для защиты животных в ЭМП от токсикоза, вызванного искровыми электрическими разрядами и перегревом, используют проводники электрического тока [7, 8]. В качестве подходящей защиты может служить щит Фарадея или водяная рубашка, [12, 18], которые устанавливают между кожей млекопитающего и антенной-аппликатором.

Действие ФМТ на опухолевые клетки многопланово:

- опухолевые клетки нагреваются до  $+46$ °С, коагулируют белки и плавятся мембранные липиды, одновременно денатурируются цепи ДНК опухолевых клеток;

- при этом объект, поражение которого угрожает жизнеспособности клетки, не индивидуален (не единичен);

- кроме гипертермии, вызывающей коагуляцию белков [53, 62] и плавление мембранных липидов, в действие вступают активированные химиотерапевтические средства, алкилирующие ДНК и блокирующие ферментные системы [61].

При ФМТ многие клеточные биомолекулы изменяются значительно раньше и сильнее, чем днк. особенно чувствительны к действию фмт регуляторные белки, изменения, структуры которых приводят к понижению выживаемости опухолевых клеток [53, 60, 62].

Магнитоуправляемые носители обычно синтезируют из веществ, которые метаболизируются в организме млекопитающих, или к которым млекопитающие проявляют природную толерантность. Примером может служить ДФ, микросфера которого состоит из ядра ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$  и  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ), покрытого декстраном. В ткани животных микросферы ДФ эндцитируются клетками; оболочка под действием внутриклеточных ферментов превращается в глюкозу, которая метаболизируется; высокодисперсный магнетит ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ), постепенно окисляясь и гидратируясь, превращается в  $\text{Fe}(\text{OH})_3$ ,  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  превращается в  $\text{Fe}(\text{OH})_2$ , после чего могут служить депо-формами железа [2, 3]. При нагревании магнитолипосом их оболочка разрушается в опухолевых тканях, противоопухолевые препараты вытекают, активируются и взаимодействуют с опухолевыми клетками.

С целью сохранения гомеостаза в опухоли млекопитающих вводят композиты магнитоуправляемых противоопухолевых нанопрепаратов, содержащих феррит с противоопухолевым веществом, которое в минимальных количествах эффективно поражает опухолевые клетки. Применяемый феррит должен обладать сравнительно высокой УАЭ на частотах от 0,1 до 1 МГц. За 5 – 10 мин он должен нагревать опухолевые ткани до  $T_c$  (+43 – +46 °С). Высокоэффективное противоопухолевое вещество должно дополнительно активироваться в условиях нагревания [14, 28, 70].

Некротические массы и остатки МПН должны удаляться из мест их образования. В конце каждого дробного сеанса ФМТ на месте опухоли остаются продукты некроза, опухолевые клетки и отработанные МПН. Профилактика ауто - и лекарственного токсикоза сводится к своевременному удалению некротических масс, опухолевых клеток и остатков МПН из мест их образования [17]. Ответ опухоли на каждый сеанс магнитодинамической термохимиотерапии характеризуется понижением включения и удержания маркера, отражающего репродуктивность и выживаемость опухолевых клеток. Такими маркерами представляются, например: генераторы  $^{99\text{m}}\text{Tc}$  [46] иоддезоксигуанидин (IUdR) [49]. Снижение содержания метки после магнитодинамической

термохимиотерапии опухоли дает меру потерь опухолевой массы, которая хорошо согласуется с уменьшением объема опухоли. Данные по результату воздействия предшествующих сеансов должны быстро обрабатываться для определения параметров следующего сеанса и планирования оставшегося курса. Проведенный в действительности курс может в конечном итоге оказаться совсем иным, чем планируемый, – например, состоять из нерегулярной комбинации продолжительных и кратковременных сеансов с различными интервалами между ними. Это будет курс, индивидуально оптимизированный для каждого пациента, то есть обеспечивающий максимальное уничтожение опухолевых клеток без выхода за пределы толерантности нормальных тканей [81, 84, 88].

Вслед за экстерпацией большей части первичной опухоли в организме млекопитающих обычно начинается процесс метастазирования, как результат обсеменения. Для предупреждения развития этого процесса системно вводят профилактические дозы противоопухолевых средств. Метастазы, по мере их обнаружения, уничтожают, введением цитостатических средств. Для повышения иммунитета применяют биотерапевтические лекарственные средства, например, адъювант BCG и противоопухолевые вакцины [97]. Препараты, повышающие специфическую противоопухолевую устойчивость организма, используют наряду с магнитоуправляемыми противоопухолевыми препаратами до полной ремиссии опухолей.

Комбинированное действие РТ и ГТ, на внутриклеточные биомолекулы связывают с нагревом, вызывающим полифункциональные репаративные процессы после индуцированных радиацией поражений. Комбинированное действие менее эффективно, когда нагревание проводят до или после нарушений, вызванных РТ, без учета временного интервала между ГТ, РТ и ХТ [9]. Действие ГТ на ткани сопровождается выраженными изменениями: микроваскуляции, кровотока и энергетического состояния кислорода [78]. Как показано *in vitro*, в процессе ГТ денатурируются поверхностные клеточные рецепторы опухолевых клеток, такие клетки легче распознаются иммунной системой хозяина и инактивируются клетками-киллерами [73]. Учитывая положительные результаты исследований в молекулярной биологии и увеличивающееся число успешных применений ФМТ на различных перевиваемых опухолях, мы пришли к заключению о важности дальнейшего совершенствования этого способа терапии [6, 13–15, 18, 21, 23, 34, 36, 37, 64–66, 86–90]. Более высокая выживаемость экспериментальных животных [5], достигнута при ГТ в комбинации с ХТ, сенсibilизацией опухолевых тканей [24, 35, 40, 41, 65] и при ФМТ [86–90].

Ферромагнитогидродинамическая термохимиотерапия (МТ) злокачественных опухолей является новым и эффективным способом при лечении онкологических заболеваний млекопитающих в эксперименте. Знание молекулярно-биологических механизмов и принципов ФМТ позволяет рационально совершенствовать методику проведения эксперимента и усилить терапевтический эффект, который проявляется в полной ремиссии опухолей и увеличении продолжительности жизни экспериментальных животных.

*Работа поддержана РФФИ, проекты No. 13-01-00035, 14-01-00056, 13-02-011260, 13-03-12468, 14-02-00840*

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Энциклопедия Клиническая онкология. Главный ред. Давыдов М.И. Москва, РЛС-2004.
2. Brusentsov N.A. Nanotechnologies in diagnostics and therapy of oncological diseases, Russian Journal of General Chemistry, Volume 83, Issue 12, pp 2548-2558 (2013).
3. Н.А. Брусенцов, Ж. Всес. Хим. О. им. Д.И. Менделеева 32(5), 562 - 569 (1987).
4. Н.А. Брусенцов, В.В. Лыков, Ж. Всес. Хим. О. им. Д.И. Менделеева 34(5), 566 - 572 (1989).
5. Н.А. Брусенцов, Ж. Всес. Хим. О. им. Д.И. Менделеева 35(6), 759 - 766 (1990).
6. N.A. Brusentsov, T.N., Brusentsova, A.Yu. Baryshnikov et al., in: Biocatalytic Technology and Nanotechnology, G.E. Zaikov, (Eds) Nova Science Publishers, Inc., (2004), pp. 59 - 63.
7. Н.А. Брусенцов, А.Ю. Барышников, П.К. Иванов и др., Патент РФ № 2203111, Бюл. изобрет. № 12, (2003).
8. Н.А. Брусенцов, А.А. Шевелев, Т.Н., Брусенцова и др., Патент РФ 22211713, Бюл. изобрет. № 25, (2003).
9. Н.А. Брусенцов, Хим.-Фарм. Ж. 30(9), 3 - 11 (1996).
10. Н.А. Брусенцов, А.А. Шевелев, Т.Н. Брусенцова и др., Хим.-Фарм. Ж. 36(3), 8 - 10 (2002).
11. T.N. Brusentsova, V.D. Kuznetsov, J. Magn. Magn. Mat. 311, 22–25 (2007).
12. N. A. Brusentsov, L.V. Nikitin, T.N. Brusentsova, et al., J. Mag. Magn. Mat. 252(3) 378 - 380 (2002).
13. N.A. Brusentsov, T.N. Brusentsova, E.Yu. Filinova, J. Mag. Magn. Mat. 253(1) 450 - 454 (2005).
14. T.N. Brusentsova, N.A. Brusentsov , V.D. Kuznetsov, et al., J. Mag. Magn. Mat. 253(1) 298 - 302 (2005).
15. N.A. Brusentsov, T.N. Brusentsova, E.Yu. Filinova, et al., J. Magn. Magn Mat. 311, 176–180 (2007).
16. S. Laurent, S. Dutz, U. Häfeli, et al., Advances Colloid Interface Sci., 166(1,2) (2011) 8.
17. N.A. Brusentsov, T.N. Brusentsova, E.Yu. Filinova, et al., Moscow international symposium on magnetism, Books of Abstracts, Moscow (2005), pp. 141, 142.
18. Н.А. Брусенцов, Т.Н. Брусенцова, А.В. Сергеев и др., Хим.-Фарм. Ж. 34(4), 38 - 44 (2000).
19. Y. Masuko, K. Tazawa, E. Viroonchatapan, et al., Biological and Pharmacological Bulletin. 18, 1802 - 1804 (1995).
20. M. Mitsumori, M. Hiraoka, T. Shibata, et al., International Journal of Hyperthermia, 10, 785 - 793, (1994).

21. Т.Н. Брусенцова, В.А. Полянский, В.Д. Кузнецов и др., Сб. науч. трудов 11-й Международной плевской конф. по маг. жидкостям, Плес, РФ, (2004), сс. 239 - 241.
22. Н.А. Брусенцов, Ж. Всес. хим. о-ва им. Д.И. Менделеева. 36(3), 353 - 355 (1991).
23. Н.А. Брусенцов, М.Н. Преображенская, А.В. Иванов и др., Авт. свид. СССР 946546, Бюл. изобрет. N 28, (1982).
24. Н.А. Брусенцов, Т.Н. Брусенцова, А.Ю. Барышников и др., Сб. науч. трудов 11-й Международной плевской конф. по магн. жидкостям, Плес, РФ, (2004), сс. 242 - 247.
25. Н.А. Брусенцов, Т.Ю. Глазкова, Н.П. Яворская и др., Экспериментальная онкология.- 12(6), 59, 60 (1990).
26. Н.А. Брусенцов, М.В. Лукашевич, В.В. Гогосов, Магнитная гидродинамика. 30(2), 215 - 218 (1994).
27. Н.А. Брусенцов, В.В. Гогосов, Хим.-Фарм. Ж. 30(10), 48 - 53 (1996).
28. А.А. Kuznetsov, V.A. Brukvin., N. A. Brusentsov et al., Program and Abstracts 5<sup>th</sup> International Conference on the Scientific and Clinical Applications of Magnetic Carriers, Lyon, France, (2004), p. 49.
29. Н.А. Брусенцов, Т.Н. Брусенцова, Хим.-Фарм. Ж. 35(6), 6 - 11 (2001).
30. Н.А. Брусенцов, Ф.С. Байбуртский и др., Хим.-Фарм. Ж. 36(4), 32 - 40 (2002).
31. Н.А. Брусенцов, Т.Н. Брусенцова, Вестник Онкологического научного центра им. Н.Н. Блохина РАМН. № 4, 44 - 56 (2002).
32. Н.А. Брусенцов, О.С. Бурова, А.Ю. Барышников, и др., Первый Симпозиум. Применение биомагнитных носителей в медицине. ИБХФ им. Н. М. Эмануэля РАН, Москва, (2002), сс. 60 - 67.
33. Н.А. Брусенцов, Л.Х. Комиссарова, Т.Н. Брусенцова и др., Хим.-Фарм. Ж. 37(6), 10 - 15 (2003).
34. Е.Р. Вольтер, Н.А. Брусенцов, Первый Симпозиум. Применение биомагнитных носителей в медицине. ИБХФ им. Н. М. Эмануэля РАН, Москва, (2002), сс. 94 - 103.
35. Н.А. Брусенцов, В.А. Полянский, Т.Н. Брусенцова, Патент РФ № 2236688 Бюл. изобрет. № 26, (2004).
36. Н.Н. Трапезников, В.В. Яворский, Регионарная химиотерапия злокачественных опухолей под ред. Г.Е. Островерхова и Н.Н. Трапезникова, Медицина, Москва, (1967).
37. Е.А. Лукьянец, Ж. Всес. Хим. О. им. Д.И. Менделеева, 43(5) 9 - 16 (1998).
38. А.В. Сувернев, А.А. Писарев, А.Н. Пенягин и др., Патент РФ 2126667 Бюл. изобрет. № 6, (1999).
39. А.И. Autenshlyus, N.A. Brusentsov, A. Lockshin, J. Magn. Magn. Mater. 122, 360 - 363, (1993).
40. F.S. Bayburtskiy, M.Yu. Larin, L.A. Goncharov, et al. Program and Abstracts 5<sup>th</sup> International Conference on the Scientific and Clinical Applications of Magnetic Carriers, Lyon, France. (2004), p. 163.
41. N.A. Brusentsov, T.S. Gendler, E.A. Haliulina, et al., Book of abstracts of 9-th IPCMF-2000, Russia, Plyos. (2000), pp. 77 - 79.
42. N.A. Brusentsov, V.V. Gogosov, T.N. Brusentsova, et al., J. Magn. Magn. Mater., 225(1-3), 113 - 117 (2001).
43. N. A. Brusentsov, E.Yu. Filinova, T.N. Brusentsova, et al., Magneto hydrodynamics, 38(4), 399 - 408 (2002).
44. N.A. Brusentsov, T.N. Brusentsova, V.V. Gogosov, et al., Moscow International Symposium on Magnetism, Book of Abstracts, Faculty of Physics M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow. (2002), pp. 279, 280.
45. N. A. Brusentsov, L. Kh. Komissarova, A. A. Kuznetsov, et al., Fourth Int. Conf. on the Scientific and Clinical Applications of Magnetic Carriers, Tallahassee, Florida, U.S.A., (2002), pp. 81 - 84.
46. Н.Ф. Тарасов, Г.Е. Кодина, В.Н. Корсунский, Итоги науки и техники сер. Радиационная биология, 10, (1991), 5 - 90.

47. N.A. Brusentsov, L.Kh. Komissarova, et al., *J. European Cells and Materials*. 3(Supl. 2), 70 - 73 (2002).
48. N.A. Brusentsov, A.V. Reshetnikov, E.Yu. Filinova, et al., *International Workshop on Recent Advances in Nanotechnology of magnetic fluids (RANMF-2003)*, New Delhi, India, (2003), pp. 182 - 185.
49. Y.S. Ryabukhin, *Strahlentherapie*, 160, 678 - 680 (1984).
50. G. Kong, R.D. Braun, M.W. Dewhirst, *Canc. Res.* 60, 4440 - 4445 (2000).
51. N.A. Brusentsov, V.D. Kuznetsov, T.N. Brusentsova, et al., *J. Mag. Magn. Mat.* 252, 2350 - 2351 (2004).
52. P. Burgman, A. Nussenzweig, et al., *Thermotolerance*, in: *Thermoradiotherapy Thermochemotherapy. Biology, Physiology, Physics*. Seegenschmiedt MH, Fessenden P, Vernon CC (Eds), Berlin, Springer. 1, (1995), pp. 75 - 87.
53. J.J. Fairbairn, M.W. Khan, K.J. Ward, et al., *Cancer Letters*. 89, 183 - 188 (1995).
54. P.C. Fannin, S.W. Charles, *Journal of Physics D: Applied Physics*. 24, 76 - 77 (1991).
55. J.Geshev, O. Popov, V. Masheva, et al., *J. Magn. and Magn. Mater.* 92, 185 - 190 (1990).
56. R.K. Gilchrist, R. Medal, W.D. Shorey, et al., *Annals of Surgery*. 146, 596 - 606 (1957).
57. R.K. Gilchrist, W.D. Shorey, R.C. Hanselman, et al., *Annals of Surgery*, 161, 890 - 896 (1965).
58. Е.Р. Вольтер, Н.А. Брусенцов, В.А. Полянский, Сб. научн. трудов 11-й Международной пленской конф. по магнитным жидкостям, Плес, РФ, (2004), сс. 234 - 238.
59. P. Tartaj, M. P. Morales, S. V. Verdaguer, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 36 182 - 197 (2003).
60. R.T., Gordon, J.R.Hines, D. Gordon, *Medical Hypothesis*, 5, 83 - 102 (1979).
61. M. Hanson, *J. Magn. Magn. Mater.*, 96, 105 - 113 (1991).
62. B.V. Harmon, Y.S. Takano, C.M. Winterford, et al., *Int. J. Radiation Biology*, 59, 489 - 501 (1991).
63. R. Hiergeist, W. Andrä, N. Buske et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, 201 420 - 422 (1999).
64. A. Jordan, R. Scholz, K. Maier-Hauff et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, 225, 118 - 126 (2001).
65. A. Jordan, P. Wust, H. Fahling, et al., *Int. J. Hyperthermia*, 9, 51 - 68 (1993).
66. A., Wust P., Scholz R., et al., *Int. J. of Hyperthermia*, 12, 705 - 722 (1996).
67. A. Jordan, *Der Onkologe*, 7, 1073 - 1081 (2001).
68. A. Jordan et al. *Magnetic Fluid Hyperthermia (MFH) Scientific and Clinical Applications of Magnetic Carriers*, Ed. by Hafeli et al., Plenum Press, New York, 1997.
69. A. Jordan, R. Scholz, P. Wust, et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, 194, 185 - 196 (1999).
70. O.A. Kuznetsov, N.A. Brusentsov, A.A. Kuznetsov, et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, 194, 83 - 89 (1999).
71. A.A. Kuznetsov, O.A. Shlyakhtin, N. A. Brusentsov et al., *European Cells and Materials*, 3(Supl. 2) 75 - 77 (2002).
72. C. Alexiou, W. Arnold, R. J. Klein., et al., *Canc. Res.*, 60, 6641 - 6648 (2000).
73. I.A. Lerch, D.J.Pizzarello, *Medical Physics*, 13, 786 (1986).
74. I.A. Lerch, *Radiation Research*, Proceedings of the 8-th International Congress of Radiation Research, Edinburgh, (1987), p. 325.
75. A. Luderer, N.F. Borrelli, J.N. Panzarino, et al., *Radiation Research*, 94, 190 - 198 (1983).
76. B.S. Medal, W. Shorey, R.K. Gilchrist, et al., *A. M. A. Archives of Surgery*, 79, 427 - 431 (1959).
77. G. Multhoff, C. Botzler, M. Wiesnet, et al., *International Journal of Cancer*, 61, 272 - 279 (1995).
78. R.W. Rand, H.D. Snow, W.J. Brown, *Journal of Surgical Research*, 33, 177 - 183 (1982).
79. K.S. Sellins, J.J. Cohen, *Radiation Research*, 126, 88-95 (1991).
80. M.I. Shliomis, A.F. Pshenichnikov, K.I. Morozov, et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, 85, 40 - 46 (1990).

81. P.K. Sneed, P.R. Stauffer, C.J. Diederich, et al., *Int. J. Radiation Oncology Biology Physics*, Proceedings of the American Society for Therapeutic Radiology and Oncology 38th Meeting, 36(Suppl 1) 159 (1996).
82. C.W. Song, I.B. Choi, B.S. Nah, et al., *Thermoradiotherapy and Thermochemotherapy*. Biology, Physiology, Physics. Seegenschmiedt M.H., Fessenden P., Vernon C.C., (Eds), Berlin, Springer, 1 (1995), pp. 139 - 156.
83. C. Streffer, D. van Beuningen, The biological basis for tumor therapy by hyperthermia and radiation, in: *Hyperthermia and the Therapy of Malignant Tumors*. Streffer J (Ed), Berlin, Springer (1987), pp. 24 - 70.
84. Y.S. Takano, B.V. Harmon, J.F.R. Kerr, *Journal of Pathology*, 163, 329 - 336 (1991).
85. R. Valdagni, M. Amichetti, *Int. J. of Radiation Oncology Biology and Physics*, 28, 163 - 169 (1993).
86. C.C. Vernon, J.W. Hand, S.B. Field, et al., *Int. J. of Radiation Oncology Biology and Physics*, 35, 731-744 (1996).
87. J.K. Watson, *Applications of magnetism*. New York, John Wiley & Sons, (1980), pp. 6,7.
88. P. Wust, H. Stahl, J. Loffel, et al., *Int. J. of Hyperthermia*, 11, 151 - 167 (1995)
89. M. Chistofalli, C. Chamsangavej, G.N. Hortobagyi, *Nature Reviews*, 1, 415 - 426 (2002).
90. L.M. Ellis, *Horizons in Cancer Res.*, 3(1) 4 - 22 (2002).
91. D. Hanahan, J. Folkman, *Cell*, 86, 353 - 364 (1996).
92. R. Kerbel, J. Folkman, *Nature Reviews*, 2, 727 - 739 (2002).
93. Н.Н. Блохин, Н.Н. Трапезников, В.В. Яворский, Регионарная химиотерапия злокачественных опухолей под ред. Г.Е. Островерхова и Н.Н. Трапезникова. М: Медицина, 1967.

## ТОКСИКОЛОГИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАНОЧАСТИЦ ЖЕЛЕЗА

**Богословская О.А., Рахметова А.А., Ольховская И.П.,  
Глушенко Н.Н.**

<sup>1</sup>Федеральное Государственное Бюджетное Учреждение  
науки Институт энергетических проблем химической физики  
им. Тальрозе В.Л. Российской Академии Наук,  
ИНЭП ХФ РАН им. В.Л.Тальрозе,  
119334, г. Москва, Ленинский проспект, д.38, корп. 2.  
Факс: +7(499)1378258. E.mail: [nnglu@mail.ru](mailto:nnglu@mail.ru)



Богословская Ольга Александровна- доцент, кандидат биологических наук, ведущий научный сотрудник лаборатории «Биологического воздействия наноструктур» ИНЭП ХФ РАН. Имеет более 160 публикаций. Основное направление научной деятельности – изучение биологической активности наночастиц металлов.



Рахметова Алла Александровна окончила РУДН. В 2011 году защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата биологических наук. Работает в ИНЭП ХФ РАН с 2007 года. Имеет более 50 публикаций. В настоящее время является научным сотрудником, к.б.н. ИНЭП ХФ РАН.



Ольховская Ирина Павловна старший научный сотрудник лаборатории «Биологического воздействия наноструктур» ИНЭП ХФ РАН. Имеет более 100 публикаций. Основное направление научной деятельности – изучение токсичности наночастиц металлов.



Глушенко Наталья Николаевна – профессор, доктор биологических наук, заведующая лабораторией «Биологического воздействия наноструктур» ИНЭП ХФ РАН. В 1990 г. защитила докторскую диссертацию по изучению физико-химических механизмов биологического действия наночастиц металлов. Имеет более 300 публикаций.

В настоящее время в связи с развитием нанотехнологий активно исследуется влияние наночастиц металлов на биологические объекты. Наше внимание привлекло железо-эссенциальный элемент, который в организме животных и человека имеет строго скоординированную систему регуляции, позволяющую в случае увеличенной нагрузки ме-

талла поддерживать его содержание в биосистемах на уровне, обеспечивающем оптимальную жизнедеятельность. Известно, что препараты железа широко применяются в медицине для профилактики и лечения железодефицитной анемии.

Однако, при приеме внутрь препараты железа могут вызывать токсические реакции: снижение аппетита, боли в ЖКТ, тошноту, рвоту, колики, диарею или запор. В просвете кишечника ионы железа денатурируют белки слизистой оболочки с развитием воспаления. Терапия железом в дозе 200 мг/сут часто сопровождается диспептическими расстройствами.

Препараты железа противопоказаны при гипохроной анемии на фоне нормального или избыточного содержания железа в организме, нарушении утилизации железа в костном мозге (гемохроматоз, гемолитическая анемия), лейкозе и т.д.

Острое отравление железом протекает тяжело, особенно при парентеральном введении. У детей в возрасте 12-24 месяца летальный исход может наступать при употреблении внутрь 1-10 г железа[1].

Современное развитие структурно-информационных технологий получения нанокристаллических порошков металлов в условиях высокотемпературного воздействия при варьировании скорости газового потока, температуры и др. позволяет получать наночастицы металлов с разными физико-химическими свойствами. Получаемые наночастицы (НЧ) металлов различаются по форме, размеру, составу и толщине оксидной пленки на поверхности частиц, по содержанию кристаллического металла в ядре частиц, массовому содержанию кислорода. Причем, эти параметры меняются не только в зависимости от метода получения наночастиц, но и этапа формирования наноструктур, что было продемонстрировано на примере наночастиц железа, синтезированных методами низкотемпературного восстановления и высокотемпературной конденсации [2,3].

Изменение параметров синтеза НЧ может повлиять и на их биологическую активность, например, на токсичность. Действительно, как показали наши исследования, токсикологические характеристики НЧ меди зависят от их физико-химических свойств [4]. В тоже время, токсикологические показатели НЧ железа, синтезированных при различных условиях, изучены не достаточно.

Поэтому, целью нашего исследования было изучение токсикологических характеристик наночастиц железа, модифицированных в контролируемых условиях кислородом, и отличающихся между собой по размеру и фазовому составу.

Порошки железа получали на установке МИГЕН-3 в ИНЭП ХФ РАН[2]. Синтез наночастиц проводили в потоке аргона, а для дальнейшей пассивации порошка железа использовали смесь аргон : кислород в соотношении 8:2. Полученные нанопорошки железа исследовали методом сканирующей электронной микроскопии, позволяющей оценить размер и форму частиц (рис.1).

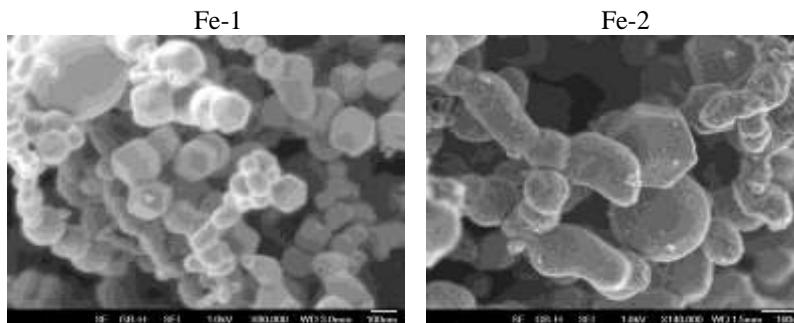


Рис. 1. СЭМ изображение наночастиц железа различных образцов

Видно, что изученные образцы НЧ железа имеют форму многогранника. По СЭМ фотографиям НЧ были рассчитаны их эффективный диаметр и удельная поверхность (табл. 1).

Таблица 1.

**Физико-химические характеристики наночастиц железа**

Наименование	Удельная поверхность, м <sup>2</sup> /г	Расчетный эффективный диаметр, нм
Fe-1	6.9 ± 0.15	110 ± 5.0
Fe-2	9.6 ± 0.22	80 ± 3.4

Видно, что полученные НЧ железа различаются по размеру и величине удельной поверхности. Для характеристики фазового состава порошков был проведен рентгенофазовый анализ.

Установлено, что порошки в основном состоят из частиц железа типа Fe-α (пики на дифрактограмме относятся к железу типа Fe-α.). На порошке Fe-1 кристаллические оксидные фазы не наблюдаются. На дифрактограмме порошка Fe-2 (рис. 2) наблюдаются мало интенсивные размытые пики, свидетельствующие о наличии оксидных фаз со структурой магнетита. Наблюдаются также уширенные пики, положе-

ние которых соответствует положению наиболее интенсивных пиков на дифрактограмме магнетита.

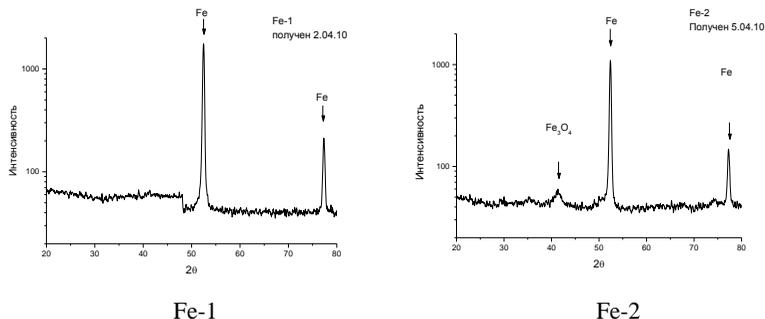


Рис. 2. Дифрактограммы порошков железа

Следовательно, полученные НЧ железа отличались между собой по форме, размеру, содержанию оксидных форм и элементному составу.

Биологическая активность различных по физико-химическим характеристикам наночастиц железа была изучена на модели острой токсичности. Критериями оценки острой токсичности была выживаемость животных.

НЧ железа образцов №1, №2 вводили два раза в день в дозе 250 мг/кг (с перерывом 1 час) в виде водной суспензии в концентрации 10 мг/мл. Максимальная доза, которая была введена животным, составила 3500 мг/кг. Острой токсичности при введении дозы 3500 мг/кг не отмечено.

Дальнейшее введение НЧ железа вызывало развитие хронической токсичности: у некоторых животных было отмечено образование свищей в месте введения. При вскрытии животных, наблюдалось большое скопление НЧ железа в области сальника и брыжейки.

Нами также показано, что токсичность наночастиц железа образцов №1, №2 значительно ниже токсичности железа сульфата. Так, максимально переносимая доза железа сульфата составляет 20 мг/кг, а ЛД<sub>50</sub> и ЛД<sub>100</sub> железа сульфата – 60 и 90 мг/кг соответственно, что свидетельствует о более высокой токсичности железа в ионной форме по сравнению с НЧ железа образцов №1, №2.

Следовательно, изученные образцы железа №1, №2 обладают низкой токсичностью и по классу токсичности их можно отнести к «относительно безвредным» веществам [5, 6].

Таблица 2

**Классификация токсичности веществ при введении в брюшную полость [6]**

<b>Класс токсичности</b>	<b>Степень токсичности</b>	<b>Средняя смертельная доза (мг/кг) при введении в брюшную полость</b>
1	Чрезвычайно токсично	$\leq 0,2$
2	Высоко-токсично	0,3-10,0
3	Умеренно токсично	11-100
4	Малотоксично	101-1000
5	Практически нетоксично	1001-3000
6	Относительно безвредно	$\geq 3000$

СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nieboer E., Sanford W.E. Essential, toxic and therapeutic functions of metals (including determinant of reactivity) // Rev. Biochem. Toxicol. 1985. №7. P.205-245.
2. Жигач А.Н., Лейпунский И.О., Кусков М.Л. и др. Установка для получения и исследования физико-химических свойств наночастиц металлов // Приборы и техника эксперимента. 2000. N 6. С. 122-129.
3. Арсентьева И.П., Зотова Е.С., Фолманис Г.Э. и др. Аттестация наночастиц металлов, используемых в качестве биологически активных препаратов // Нанотехника. 2007. N 2. С. 72-76.
4. Богословская О.А., Рахметова А.А., Ольховская И.П., Глущенко Н.Н. Определение токсичности наночастиц меди с модифицированной поверхностью // материалы международной научно-технической конференции «Наука и образование -2013». 2013. С.877-879.
5. ГОСТ 12.1.007-76. Вредные вещества. Классификация и общие требования безопасности. – Введ.1977-01-01. – М.: Стандартинформ, 1977, - 7 с.
6. Измеров Н.Ф., Саноцкий И.В., Сидоров К.К. Параметры токсикометрии промышленных ядов при однократном воздействии: Справочник. М., 1977.

## HYPERTHERMIA EFFECT PRODUCED BY INTERACTING MAGNETIC NANOPARTICLES

Zubarev A. Yu.<sup>1</sup>, Abu-Bakr A. F.<sup>2</sup>

<sup>1,2</sup>Ural Federal University, Lenina Ave 51, 620083,

Yekaterinburg, Russia, Fax: +7(343)3507401;

<sup>2</sup>Menoufiya University, Shebin El-Koom, 32511, Egypt,

E-mail: <sup>1</sup>Andrey.Zubarev@usu.ru, <sup>2</sup>alibakrm@yahoo.com



Andrey Y. Zubarev. He graduated from the Faculty of Physics, Ural State University and post-graduate school at the Faculty of Mathematics and Mechanics, Ural State University. In 1986 he defended his thesis for the degree of candidate of physical and mathematical sciences. In 1993, he defended his thesis for the degree of Doctor of Physical and Mathematical Sciences. Since 1986, and currently works at the Department of Mathematical Physics.



Ali Fathi Abu-Bakr got the B. Sc. and M. Sc. Degrees from faculty of Science, Menoufiya University, Egypt. He is an assistant lecturer in the Department of Mathematics at the Faculty of Science, Menoufiya University, Egypt. Currently, he is Ph-D student in the Department of Mathematical Physics, at faculty of Mathematics and Mechanics, Ural Federal University, Russia. Research work is in the field of magnetic fluid.

### Abstract

We present results of theoretical modeling of the heat production in a suspension of the nano-sized ferromagnetic particles. Magnetic interaction between these particles is estimated in the pair approximation, where interaction only between two particles is taken into account. Mathematically, the model presents a system of nonlinear differential equations for dynamics of two interacting particles.

**Keywords:** Magnetic Nano-particles, Interacting particles, Hyperthermia Effect.

### 1- Introduction

Magnetic hyperthermia is a perspective method of tumor (cancer) therapy [1- 4]. The main idea of this method is in injection, in organism, of magnetic nanoparticles, which can attach to the tumor cells. Oscillating magnetic field heats the particles and, therefore, the cells. When the local temperature achieves 42-45 degree, the tumor cells die.

The careful choice of the particle size, concentration, as well amplitude and frequency of the magnetic field is necessary for the

successful and effective organization and control of the hyperthermia therapy. In its turn it requires development of mathematical models of the particle dynamics under oscillating magnetic field. The known mathematical models deal with single particles, which interact only with the applied field. However in practical situations the interparticle interaction can significantly affect the heat production in the system of the particles.

We present results of mathematical modeling of the heat production in a suspension of the nano-sized ferromagnetic particles. Magnetic interaction between these particles is estimated in the pair approximation, where interaction only between two particles is taken into account.

Mathematically this model presents a system of nonlinear differential equations for dynamics of two interacting particles. For maximal simplification of calculations, we suppose that the spatial positions of these particles are fixed, as it takes place when the particles are attached to the cell membranes.

## 2- Physical problem and mathematical model

The energy of the dipole-dipole interaction between the particles takes the form

$$U = -\frac{\mu_0}{4\pi} \left( \frac{3(\vec{m}_1 \cdot \vec{r})(\vec{m}_2 \cdot \vec{r})}{r^5} - \frac{\vec{m}_1 \cdot \vec{m}_2}{r^3} \right) \quad (1)$$

Here,  $\vec{r}$  is the radius-vector, linking centers of the particles,  $\vec{m}_1$  and  $\vec{m}_2$  are magnetic moments of the particles,  $\mu_0$  is the vacuum permeability. We suppose that they are identical and the following equality  $|m_1| = |m_2| = m$  is held.

In the framework of the model equations of the particles dynamics can be presented as

$$6\eta\delta V \frac{d\theta_i}{dt} = -\mu_0 H^0 m \sin\theta_i - \frac{\partial U}{\partial \theta_i} . \quad (2)$$

Here  $\theta_i$  is deviation of the vector of magnetic moment  $\vec{m}_i$  from the applied magnetic field,  $H^0 = H_0 \cos(\omega t)$  be the field strength,  $V$  is the volume of particle,  $\eta$  is the viscosity,  $\delta$  is the particle shape factor. The intensity of power production can be calculated as follows:

$$\langle P \rangle = \frac{\mu_0 H_0 \omega \varphi}{\pi^2 \tau c} \int_0^\pi \int_0^\pi \int_0^T m \cos\theta_i(t) \sin(\omega t) dt d\theta_{01} d\theta_{02} . \quad (3)$$

Here,  $c = c_p \varphi + c_f(1 - \varphi)$ ,  $c_p$  and  $c_f$  are the specific heat capacity (per unit volume) of the particle material and the carrier fluid respectively,  $\varphi$  is the particle volume concentration,  $\theta_{01}$  and  $\theta_{02}$  are initial magnitude of the angle  $\theta_i$  (initial condition for the equation (2)).

### 3- Results and discussion

Nonlinear differential equations (2) have been solved numerically. Intensity of the power production  $\langle P \rangle$  in suspension of the particles has been calculated. Figure 1 demonstrates results of calculation of  $\langle P \rangle$  for two interacting particles in the contact and for single particle as well.

Effect of the particles relative position on the power production  $\langle P \rangle$  is illustrated in Figure 2. Intensity of the power production is affected by applying magnetic field as shown in Figure 3.

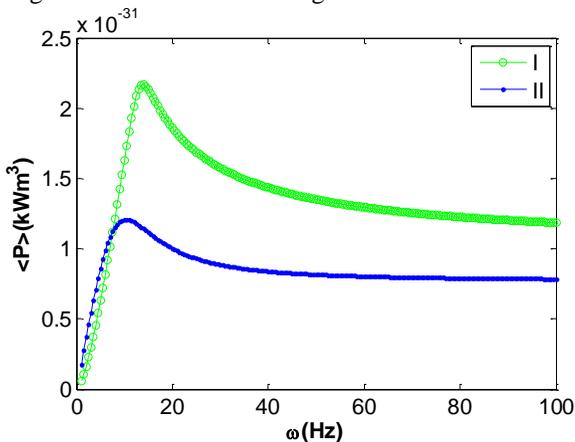


Fig.1. Intensity of the power production vs. the field frequency  $\omega$  of the magnetic field for I- The particles are in contact; the angle between line connecting their centers and applied magnetic field is  $\pi/4$  and II- result for the single particle.

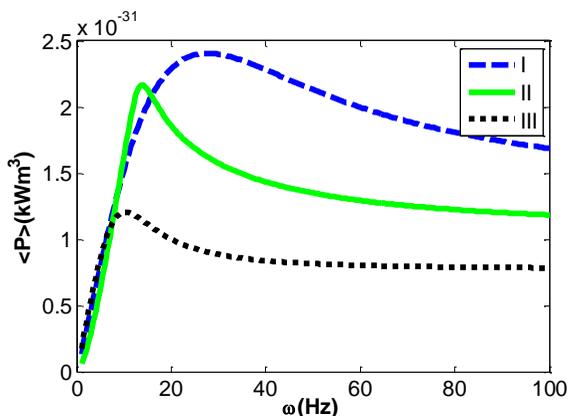


Fig. 2. Intensity of the power production vs. the field frequency  $\omega$  of the magnetic field when the distance between centers of two magnetic particles is equal to the particle diameter. I- The particle are situated perpendicular to the field;  
 II- The particles are situated at the direction  $\pi/4$  with respect to the field;  
 III- the particles are situated along the field.

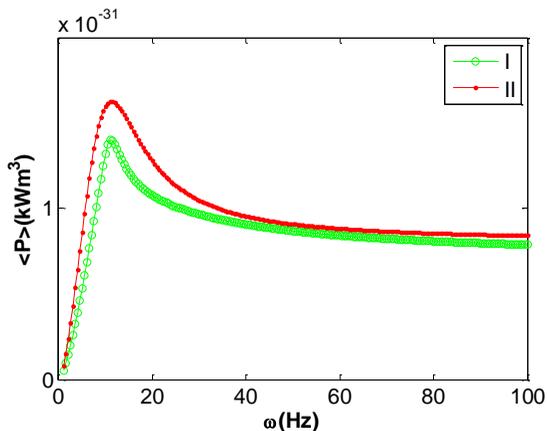


Fig. 3. Intensity of the power production vs. the field frequency  $\omega$  of the magnetic field for  $H_0$ , in I= $4 \cdot 10^2 \text{ kA/m}$  and II= $5 \cdot 10^2 \text{ kA/m}$

#### 4- Conclusion

The results of the mathematical modeling of the heat production by interacting magnetic particles demonstrate that this interaction leads to quite significant increase of the heat production. The relative positions of the particles affect the value of the heat production. This allows to control and optimize the hyperthermia effect changing concentration and mutual position of the particles.

#### REFERENCES

1. Wang B. Rheology and magnetolysis of tumor cells. Ph-D dissertation, Universite de Nice-Sophia Antipolis - UFR Sciences, France. 2012 (under G. Bossis).
2. Haase C. and Nowak U., Role of dipole-dipole interactions for hyperthermia heating of magnetic nanoparticle ensembles. Physical Review B. 2012. Vol. 85, pp 045435.
3. Fortin J. Gazeau P., F., and Wilhelm C., Intracellular heating of living cells through Neel relaxation of magnetic nanoparticles. Eur. Biophys. 2008. Vol. 37, pp. 223-228.
4. Salarian H., Garmabaki A., Zakariapou M., Ghorbani B. and Amidpour M. A numerical study of heating effect of magnetic nanoparticles Hyperthermia with alternating magnetic field. Proc. of Int. Conf. on Advances in Mechanical Engineering 2011, pp. 11-15.

## МАГНИТНАЯ ГИПЕРТЕРМИЯ РЕАЛЬНАЯ И МНИМАЯ

**Кашевский Б.Э.<sup>1</sup>, Кашевский С.Б.<sup>1</sup>, Терпинская Т.И.<sup>2</sup>,  
Улащик В.С.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Институт тепло- и массообмена имени А.В. Лыкова НАН Беларуси  
220072, г. Минск, ул. П. Бровки 15. E-mail: bekas@itmo.by

<sup>2</sup>Институт физиологии НАН Беларуси 220072,  
г. Минск, ул. Академическая 28.

Два последних десятилетия являются свидетелями нарастающего интереса к магнитной гипертермии злокачественных опухолей. Лежащая в основе идея [1], проста – разрушить опухоль путем ее локального нагрева с помощью малых магнитных частиц, доставленных внутрь опухоли и поглощающих энергию переменного магнитного поля. Однако практическая реализация этой идеи оказалась не столь простой, особенно сравнивая скромные практически достижения с огромным количеством публикаций [2]. Подавляющее большинство работ связано суперпарамагнитными частицами – подход, инициированный в [3,4] как «магнитожидкостная гипертермия». Доклинические исследования осуществимости метода включают изучение поглощения энергии частицами и изучение противоопухолевого эффекта на мелких животных. Изобретатели магнитожидкостной гипертермии первыми продемонстрировали осуществимость метода в подобных экспериментах, создали биосовместимые магнитные коллоиды и индуктор переменного магнитного поля, позволяющий воздействовать на любой участок человеческого тела, а также провели клинические испытания на людях с опухолями различной локализации [9-13]. На эти результаты часто ссылаются в многочисленных исследованиях чтобы обосновать их актуальность, однако никогда, чтобы извлечь уроки о выявленных концептуальных ограничениях метода. Прежде всего это ограничение на параметры поля (установленные еще в 1984 году при изучении гипертермии с введенными в опухоль проводящими включения [14]), которое можно применять к телу человека в любом месте, не вызывая неприемлемого разогрева тела токами Фуко. Стремясь увеличить поглощение энергии частицами, исследователи применяют поля, способные сжечь опухоль вместе с пациентом. Кроме того, текучесть магнитных коллоидов, которая априори считалась их преимуществом, на практике играет негативную роль, частицы уносятся из разогреваемой области кровотоком, для их удержания пришлось применить специальные гелеобразующие добавки [13]. Вымывание подвижных частиц из опухоли дезавуирует и внешне привлекательную идею [15] увели-

читать поглощение энергии за счет выбора броуновских частиц, имеющих более узкий по сравнению с неелевскими спектр времен релаксации. Основной посыл нашего сообщения заключается, во-первых, в том, что с учетом выявленных ограничений магнитная гипертермия может рассчитывать на тепловыделение с умеренной интенсивностью и ее оптимизация остается основной проблемой, предопределяющей ее практические перспективы, и во-вторых, в том, что эти перспективы связаны не с суперпарамагнитными, а с высококоэрцитивными ферромагнитными наночастицами.

**Исходные предпосылки магнитной гипертермии. Предельные параметры магнитного поля.** Для нагрева опухоли магнитными частицами, необходимо исключить нагрев тела возбуждаемыми переменным полем токами Фуко. На границе области тела радиусом  $r$  в поле с частотой  $f$  и амплитудой  $H_0$  объемная мощность электрического нагрева  $w \sim (rH_0f)^2$ . Для суммарных потерь в подвергаемом воздействию поля цилиндрическом объеме с длиной равной радиусу  $R$  это дает  $W \sim (H_0f)^2 R^5$ . В экспериментах с волонтерами [14] (одновитковая катушка вокруг торса) найдено, что длительное воздействие приемлемо при условии, что произведение частоты поля на амплитуду не превышает значение  $H_0f = 4.85 \cdot 10^8$  А/(м·с). Из клинических экспериментов (тело между плоскими полюсами электромагнита) следует, что переносимое пациентами поле зависит от области воздействия, а для применения к любому участку тела можно извлечь более жесткое ограничение  $fH_0 < A = 4 \cdot 10^8$  А/(м·с). Анализ многочисленных публикаций показывает (табл. 1), что во всех случаях регистрации интенсивного тепловыделения (характеризуемого удельной мощностью поглощения SAR (specific absorption rate) мощность допустимого электрического нагрева превышалась в десятки, сотни и даже тысячи раз.

**Пределы поглощения энергии поля однодоменными частицами. Преимущество ферромагнитных наночастиц над суперпарамагнитными.** Свойства малых магнитных частиц определяются двумя основными явлениями. Ниже критического размера частица переходит в однодоменное состояние и ее перемагничивание происходит путем вращения магнитного момента под действие внешнего поля против сил магнитной анизотропии, сопровождающегося необратимыми перебросами между различными направлениями легкого намагничивания.

Таблица 1

**Экспериментальные условия и результаты измерения SAR**

Амплит/частота (кА/М)/ (кГц)	Превышение предела $H_0/\Delta$	Достигнутый SAR (Вт/г)	Ссылка
14/300	10.4	210	I.Hilger et al. Radiology 2001,218,570.
10/410	10.3	960	R.Hergt et al. JMMM 2005,293,80
27/ 700	47.2	950	M.Levy et al. J.Phys.: Cond.Mat.2008,20,204133.
6.3/400	6.3	20	B.Samanta et al. J. Mater. Chem. 2008,18,1204.
52.8/300	39.6	1690	<a href="#">B.Mehdaoui</a> et al. JMMM 2010,322, L49.
52.2/266	34.7	415	D.-H.Kim et al. <i>Materials</i> 2010, 3, 4051.
10.5/ 375	16.3	140	A.P.Khandhar et al. J. Appl. Phys. 2011, 109, 07B310.
9.6/141	3.4	20	P.-E.Le Renard et al. JMMM 2011,323,1054.
14/ 373	12.9	140	A.Khandhar et al. J. Biomed. Mater. Res. A. 2012,100,728.
Диапазон	6.3-17.5	125-975	P.Guardia et al. ACS Nano 2012,6,3080.
24/765	45.9	500	C.Martinez-Boubeta et al. Sci. Reports 2013,3,1652.

При уменьшении размера частицы энергия магнитной анизотропии уменьшается пропорционально объему, возрастает вероятность самопроизвольного (термофлуктуационного) размагничивания системы (суперпарамагнетизм). Теоретический максимум поглощения энергии в атермическом пределе достигается в одноосных частицах, ориентированных в направлении переменного поля, когда они имеют прямоугольную петлю гистерезиса. Поглощение энергии дисперсией частиц с объемной концентрацией  $c$  в каждом цикле перемагничивания равно площади петли гистерезиса  $4c\mu_0 I_b H_c$  ( $I_b$  – намагниченность частицы,  $H_c$  - коэрцитивная сила), гистерезис возникает в поле с амплитудой  $H_0 = H_c$ , при этом частота не должна превышать величину  $\Delta/H_0$ , а предел удельной мощности поглощения ферромагнитной системы составляет значение

$$SAR_{FM}^* = 4\mu_0 \mathbf{A}'_{sb} , \quad (1)$$

пропорциональное удельной намагниченности частиц  $I_b' = I_b/\rho$  и не зависящее от их коэрцитивной силы. Важна лишь прямоугольность петли гистерезиса. Так, если бы частицы магнетита ( $I_b = 100\text{А}\cdot\text{м}^2/\text{кг}$ )

имели прямоугольную петлю гистерезиса, они могли бы обеспечить поглощение удельной мощностью 200Вт/г.

В пределе суперпарамагнитных частиц максимальное поглощение достигается в идеальной монодисперсной системе с единственным временем релаксации  $\tau$  на линейном участке намагничивания, что обеспечивается малой величиной параметра Ланжевена  $\xi_0$ . В этом случае объемная мощность поглощения  $w$  определяется известными соотношениями ( $n$  – числовая концентрация частиц)

$$w = \pi\mu_0\chi''fH_0^2, \quad \chi'' = \chi_0 \frac{2\pi f\tau}{1 + (2\pi f\tau)^2},$$

$$\chi_0 = \mu_0 n I_b^2 V / 3kT,$$

откуда можно получить соотношение

$$w = \frac{1}{3} \pi\mu_0 \mathbf{A} c I_b \xi_0 \frac{2\pi f\tau}{1 + (2\pi f\tau)^2}. \quad (2)$$

Объемная мощность (2) имеет максимум  $w = (1/6) \pi\mu_0 \mathbf{A} c I_b \xi_0$  на частоте  $f = 1/(2\pi\tau)$ , при этом удельная мощность поглощения достигает предельного значения

$$SAR_{spm}^* = (1/6) \pi\mu_0 I_b' \mathbf{A} \xi_0 \quad (3)$$

Из (1) и (3) следует, что с учетом ограничения на параметры поля ферромагнитные частицы могут поглощать на порядок больше энергии поля по сравнению с суперпарамагнитными и соотношение (1) определяет теоретический максимум удельной мощности поглощения в полях, применимых к любому участку человеческого тела.

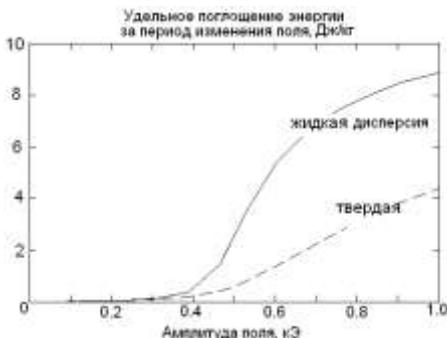


Рис. 1. Поглощение энергии переменного поля в жидкой и твердой дисперсиях высококоэр-цитивных наночастиц [21]

### ***Влияние подвижности частиц в жидкой матрице.***

В ряде работ из единичных экспериментов в случайных условиях сделан вывод о бесперспективности ферромагнитных частиц для гипертермии [16, 17]. Результаты предыдущего раздела говорят обратное. Вместе с тем, наша оптимистичная оценка получена для идеализированной системы невзаимодействующих од-

ноосных частиц, ориентированных в направлении переменного поля, и требует дальнейшего обоснования. Концептуальные вопросы связаны с влиянием ориентационной и трансляционной подвижности частиц в жидкой матрице, изучение которых методически целесообразно разделить. Значение ориентационной подвижности обусловлено существенной зависимостью гистерезиса ферромагнитных наночастиц от их ориентации относительно поля. Согласно классической теории магнитного гистерезиса в атермических одноосных частицах [18], коэрцитивная сила ориентированной системы превышает коэрцитивную силу неупорядоченной вдвое, а площадь петли гистерезиса (поглощаемая в цикле перемагничивания энергия) – вчетверо. Для выявления роли ориентационной подвижности частиц, классическая модель магнитного гистерезиса Стонера-Вольфарта [18] была обобщена нами [19] с учетом механического вращения частицы в вязкой матрице. Основной вывод заключается в том, что динамический гистерезис в полях с амплитудой, превышающей коэрцитивную силу частицы, и частотой, превышающей обратное время механического поворота частицы в вязкой жидкости, сопровождается ориентационным упорядочением частиц в направлении поля, поглощение энергии имеет максимальное возможное значение. Этот вывод подтвержден экспериментами, выполненными с разбавленными твердыми и жидкими дисперсиями игольчатых частиц гамма-оксида железа [20] и квазисферических высококоэрцитивных наночастиц, разработанных для магнитной гипертермии [21] (см. рис.1). Таким образом, в процессе поглощения энергии переменного поля высококоэрцитивными частицами ориентационная подвижность частиц действительно играет большую, причем положительную, роль.

Обусловленное гидрофобным и магнитным межчастичным взаимодействием агрегирование может оказать кардинальное влияние на всех стадиях практического применения, включая приготовление гомогенных магнитных суспензий, их проникновение в межклеточное пространство опухоли, поглощение энергии переменного поля в сеансе гипертермии. На международной конференции по научным и медицинским применениям магнитных носителей (Дрезден, 2014) в докладе по физике магнитной гипертермии (J. Carrey) прозвучало утверждение, что именно агрегирование исключает возможность практического применения высококоэрцитивных магнитных частиц. Наши исследования доказывают обратное. При условии подавления гидрофобных сил с помощью добавки в несущую жидкость (физиологический раствор) биосовместимого стабилизатора и интенсивного механического диспергирования суспензия ферромагнитных наночастиц достаточно

устойчива и при введении шприцем хорошо проникает в объем опухоли (Рис. 2, Рис. 3). Для изучения влияния агрегирования частиц на поглощение энергии исследованы образцы суспензий с различной концентрацией частиц (1,5 и 10 объемных процента). Отсутствие существенного влияния концентрации (Рис. 4) свидетельствует об отсутствии существенного влияния агрегирования, что обусловлено описанным выше ориентированием отдельных частиц и их большой по сравнению межчастичным магнитным взаимодействием в агрегатах

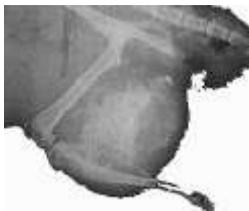


Рис. 2. Рентгеновский снимок опухоли с введенными шприцем высококоэрцитивными наночастицами

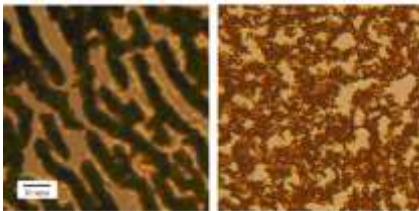


Рис. 3. Структура высококоэрцитивных наночастиц, в тонком слое в физиологическом растворе без (слева) и со стабилизатором (справа).

энергией анизотропии.

**Апробация на мелких животных в условиях, применимых к человеку.** Для изучения противоопухолевой эффективности магнитной гипертермии с высококоэрцитивными наночастицами на мелких животных использован разработанный ранее автоматизированный экспериментальный комплекс [21, 22], создающий поле с частотой 3.7 кГц и амплитудой до 700 Э. Нагрев и поддержание температуры опухоли контролируется по показаниям термомпары. В отличие от всех известных опытов на мелких животных, параметры поля ниже предела применимости к человеку ( $H_0 f = A/2$ ). Для опытов созданы магнитные наночастицы (~ 70 нм) с оптимальными для используемых полей свойствами, представляющие собой квазисферическую гамма-окись железа с небольшой присадкой кобальта, служащей для увеличения коэрцитивной силы частиц [23]. Система частицы-



Рис. 4. Концентрация частиц в суспензии,  $c$ , слабо влияет на поглощение энергии поля

поле обеспечивает удельную мощность поглощения энергии

SAR=25 Вт/г, что на порядок превышает значения, достигнутые в клинических испытаниях магнитожидкостной гипертермии

[9-13]. В опытах применен обоснованный ранее [21, 22] режим нагрева длительностью 20 мин при температуре под нижним полюсом опухоли 44-44.5 °С. Опыты проведена на мышах – носителях перивитой карциномы Эллика, объем опухолей лежал между 0,4 и 1,5 см<sup>3</sup>. Помимо гипертермии в чистом виде проведены опыты в сочетании с химиотерапией (циклофосфан в дозе 50-200 мг/кг за неделю до гипертермии). Основной результат: чистая гипертермия излечивает 25-50% животных (в разных сериях), в сочетании с химиотерапией – до 85%. На рис. 5 – фото излеченных животных.



Рис. 5. Фото излеченных мышей.  
На месте разрушенных опухолей видны рубцы

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Gilchrist R.K. et al *Annals of Surgery* 1957,146,596;
2. Kozissnik B. et al. *Int. J. of Hyperthermia* 2013,29,706;
3. Jordan A. et al *Int. J. Hyperthermia* 1993, **9**, 51;
4. Jordan A. et al. *JMMM* 2009,201,413;
5. Jordan A. et al. *J Neurooncology* 2006, 78,7;
6. Johannsen M. et al. *Prostate* 2005,64,283;
7. Johannsen M. et al. *Prostate* 2005;
8. Gneveckow U. et al. *Med. Phys.* 2004, 31,1444;
9. Maier-Hauff K. et al. *J. Neurooncology* 2007,81,53;
10. Johannsen M. et al. *Int. J. Hyperthermia* 2007, 23, 315;
11. Thiesen B. et al *Int. J. Hyperthermia* 2008,24,467;
12. Johannsen M. et al. *Int. J. Hyperthermia* 2010,26,790;
13. Maier-Hauff K. et al. [J.Neurooncology](#) 2011, 103,317;
14. Atkinson W. J. et. *IEEE Trans. Biomed. Eng.* 1984,**31**,70;
15. Rosensweig R.E. *JMMM* 2002, **252**, 370;
16. Pankhurst Q.A. et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2003,**36**, R167;
17. Hergt R. et al. *J. Phys.: Cond. Matter.* 2006,**18**, S2919-S2934.
18. Stoner E.C., Wohlfarth E.P. *Phil. Trans. R. Soc. Lond., A.* 1948, 240, 599-642.
19. Кашевский Б.Э. *ИФЖ* 2005,78,83;
20. Kashevsky B.E. et al. *Particquology* 2009, 7,451;
21. Kashevsky B.E. et al. *AIP Conf. Proc.* 2010, 1311,280;
22. Кашевский Б.Э. и др. *Докл НАНБ*, 2010,54 (2),114;
23. Kekalo K.A. et al. *JMMM*, 2009,321,1514.

## МАГНИТОФОРЕЗ И МАГНИТНАЯ СЕПАРАЦИЯ ЭРИТРОЦИТОВ

**Жолудь А. М., Кашевский Б.Э., Кашевский С.Б.**

Институт тепло- и массообмена имени А.В.Лыкова НАН Беларуси

220072, г. Минск, ул. П.Бровки, 15

E-mail: [zholud.anton@gmail.com](mailto:zholud.anton@gmail.com)

**Введение.** Зависимость магнитной восприимчивости гемоглобина от степени его оксигенации установлена еще в 1936 году. Согласно [1] магнитная восприимчивость самого гемоглобина существенно превышает восприимчивость оксигенированного гемоглобина: четыре неспаренных электрона с параллельными спинами присутствуют в самой молекуле и отсутствуют в ее оксигенированной форме. Это радикальное изменение электронной структуры гемоглобина позднее было идентифицировано [2] как движущая сила его глобальной конформационной перестройки из низкоаффинного к кислороду в высокоаффинное состояние. Поскольку гемоглобин составляет основную часть эритроцитов, ответственных за транспорт кислорода у позвоночных животных, изменение степени насыщения эритроцитов кислородом сопровождается изменением их магнитной восприимчивости, которое легко регистрируется в высокоградиентном магнитном поле по изменению скорости магнитофореза эритроцитов в жидкости [3-6]. Это явление привлекло заметный интерес для возможной прямой магнитной сепарации цельной крови [7,8]. Изучение этого вопроса, однако, основано пока на интуитивных представлениях и использует не поддающиеся теоретическому описанию экспериментальные условия. В данной работе процесс магнитной сепарации эритроцитов исследуется на разработанном нами комплексе для определения магнитных свойств клеток, в котором созданы модельные условия для математического описания и для прямой регистрации движения и пространственного распределения эритроцитов.

**Материалы и методы.** Для изучения магнитной сепарации эритроцитов использовали экспериментальный комплекс «Магнитоци-тометр», детально описанный ранее [9]. Комплекс обеспечивает видеорегистрацию эритроцитов в центральной части плоского щелевого канала при воздействии высокоградиентного поля, создаваемого установленным вдоль канала цилиндрическим ферромагнитным стержнем, намагничиваемым внешним полем напряженностью 9.6 кЭ. (рис. 1)

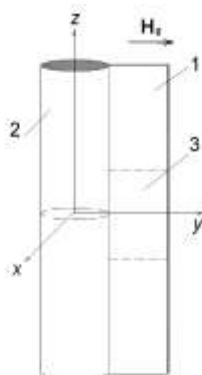


Рис.1. Схема ячейки. 1 – канал, 2- Ферром. стержень, 3 – область регистрации

Суспензию эритроцитов готовили путем забора капиллярной крови из пальца одного из авторов. Кровь разбавляли до концентраций клеток 1.5 млн/мл и 3 млн/мл в физиологическом солевом растворе (рН 7.3) с добавкой 2% альбумина. Для деоксигенации гемоглобина эритроцитов 5 мл суспензии помещали в герметично закрытую пробирку и обдували азотом в течение 40 мин. Суспензию отбирали в микрошприц (100 мкл), шприц герметично устанавливали на измерительном канале, подавали порцию суспензии в канал, производили видеозапись движения эритроцитов. Путем автоматической обработки файлов видеозаписи определяли траектории движения клеток и изменение распределения клеток в области регистрации со временем

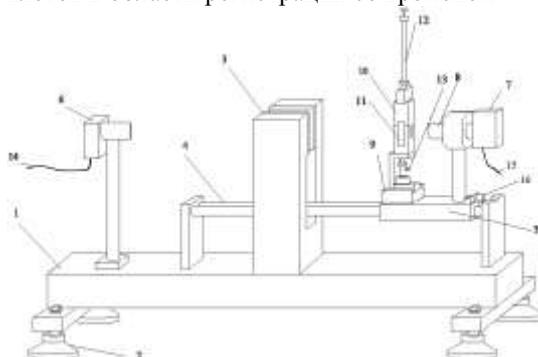


Рис. 2. Блок формирования и регистрации магнитофоретического движения.

1- основание, 2- механизм юстировки, 3 магнитная систем, 4 -оптико-механической система, 5 – платформа, 6- подсветка, 7- видеокамера, 8 - тубус, 9,10,11- узел измерительной ячейки, 12 – микрошприц, 13 – затвор.

По результатам регистрации траекторий находили (см. [9]) магнитные характеристики эритроцитов, **сепарацию** характеризовали функцией распределения  $F(y)$ , определенную как число клеток в вертикальном слое шириной от начала регистрации (слева) до координаты  $y$  (см. рис. 1), отнесенное к общему количеству клеток, зарегистрированных в начале процесса. Схема измерительного устройства представлена на рис. 2.

**Теория сепарации.** На частицу с магнитной восприимчивостью  $\chi$ , находящуюся в жидкости с восприимчивостью  $\chi_0$  в неоднородном магнитном поле  $H$  действует сила

$$\mathbf{F}_m = \frac{1}{2} \Delta\chi V \nabla H^2, \quad \Delta\chi = \chi - \chi_0.$$

В рассматриваемом тонком слое составляющие магнитной силы поперек слоя и в вертикальном направлении близки к нулю [9], движение происходит под действием магнитной силы в направлении  $y$  и вертикальной силы тяжести. Последняя не оказывает влияние на магнитную сепарацию, которая описывается следующим уравнением сохранения числовой концентрации  $n$ ,

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\partial J}{\partial y}, \quad (1)$$

в котором поток частиц  $J = nv$ ,  $v$  –  $y$ -компонента скорости частиц, определяемая уравнением  $v = \Delta F$ . Выражение для магнитной силы имеет вид [9]

$$F = F^* f(\hat{y}), \quad F^* = |\Delta\chi| V (2\pi I)^2 / (2a), \quad \hat{y} = y/a, \quad f(\hat{y}) = -4\hat{y}^{-5} - 2P\hat{y}^{-3}, \\ P = H_0 / \pi I$$

Здесь  $V$  – объем частицы,  $I$  – намагниченность стержня,  $a$  – радиус стержня,  $H_0$  – напряженность внешнего однородного поля.

Используя масштаб расстояния  $a = 500$  мкм, масштаб времени

$$t^* = 2a^2 \left[ \alpha |\Delta\chi| V (2\pi I)^2 \right]^{-1}, \quad \text{масштаб концентрации } n_0 \text{ (равномерная}$$

начальная концентрация), приводим уравнения (1) к безразмерному виду:

$$\frac{\partial \hat{n}}{\partial \tau} = -\text{sign}(\Delta\chi) \frac{\partial}{\partial \hat{y}} (\hat{n} f(\hat{y})) \quad \text{Начальное условие } \hat{n} = 1, \quad \text{граничные усло-$$

вия - непроницаемость границ канала. Задача решалась численно методом конечных разностей. Для сопоставления теории с экспериментом, значения характеристики эритроцитов измерены по результатам регистрации их траекторий [9].

**Результаты.** Согласно [9], по результатам регистрации траекторий определяется относительная удельная магнитная восприимчивость эритроцитов

$$\kappa = \frac{\chi - \chi_0}{\rho - \rho_0}$$

Результаты представлены на рис.3. Из этих данных получим среднее значение  $\bar{\kappa} = 2.18 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3/\text{г}$ . Используя это значение и известные значения средней плотности эритроцитов и плотности солевого раствора, находим  $\chi - \chi_0 = 1.96 \cdot 10^{-7}$ .

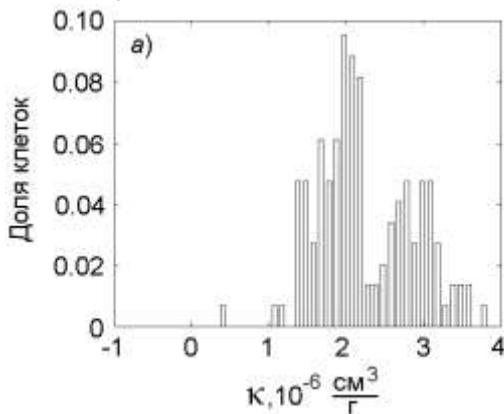


Рис. 3. Гистограмма распределения относительной удельной магнитной восприимчивости эритроцитов

По величине зарегистрированной скорости оседания эритроцитов и известному объему находим коэффициент гидродинамической подвижности  $\alpha = 2.16 \cdot 10^4 \text{ с/г}$ . Используем также величины намагниченности стержня  $I = 1211 \text{ Гс}$  и напряженности внешнего поля  $H_0 = 9600 \text{ Э}$ . Эти данные позволяют рассчитать масштаб времени  $t^* = 255,47 \text{ с}$  и сопоставить расчеты с экспериментом.

Изучаемый процесс удаления эритроцитов из объема жидкости наглядно иллюстрируют снимки, полученные в различные моменты времени после помещения суспензии в магнитное поле (рис. 4).

Они показывают, что на начальном этапе происходит обеднение прилегающей в магнитному, стержню области, где магнитофоретическая сила максимальна. На завершающем этапе оставшиеся частицы находятся преимущественно в центре канала. Этот вывод согласуется с результатами расчета профилей концентрации эритроцитов в канале в различные моменты времени после начала процесса сепарации (рис. 5)

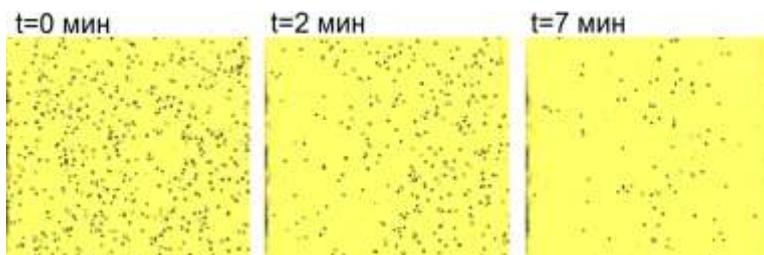


Рис. 4. Фотографии микроканала с эритроцитами, иллюстрирующие изменение концентрации со временем сепарации

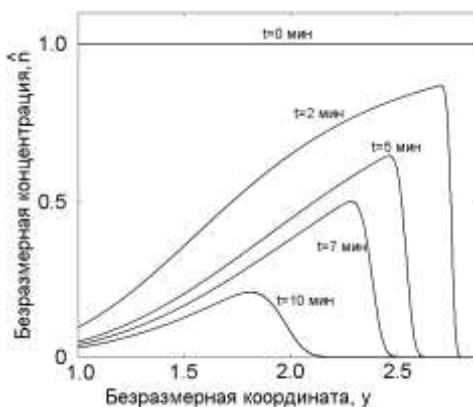


Рис. 5. Изменение профиля концентрации эритроцитов в процессе сепарации

Для количественного представления процесса используем функцию распределения, представляющую собой долю частиц (от всех присутствующих в начальный момент времени в области регистрации), находящихся в вертикальном слое от начала области регистрации до координаты  $y$ . Отметим, что эритроциты в процессе сепарации уходят из области регистрации к невидимой стенке канала на границе с магнитным стержнем. Результат сопоставления изменяющихся со временем зарегистрированных в эксперименте (исходная числовая концентрация эритроцитов 3 млн/мл) функций распределения с расчетными (рис. 6) свидетельствует об адекватности использованной модели сепарации и точности измерения свойств клеток разработанным нами методом [9]. Несколько более высокие значения зарегистрированного полного содержания частиц в слое по сравнению с рассчитан-

ными связаны с перемещением в область регистрации клеток из узкой области канала справа, не попадающей в область видеорегистрации.

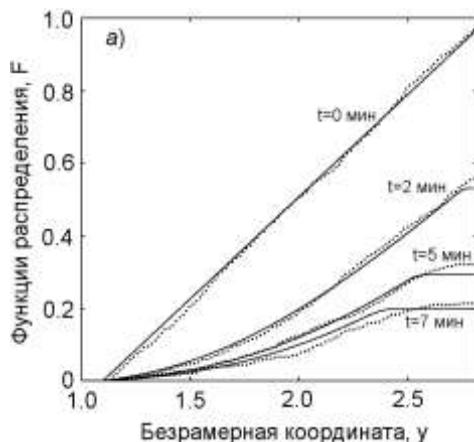


Рис. 6. Сопоставление расчетных (сплошные линии) и экспериментальных (пунктирные линии) функций распределения эритроцитов в канале в различные моменты времени

Таким образом, представленное исследование составляет надежную основу для разработки систем прямой магнитной сепарации клеток.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. L. Pauling and C. D. Coryell, Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.1936, 22, 210.
2. M. F. Perutz, Nature 1970, 228, 726 .
3. Кондорский Е.И. Биофизика, 1981, 26 (5), 1104.
4. Шальгин, А.Н. Кротов К.А. Биофизика, 1988,33(3),529.
5. Шальгин, А.Н. Кротов К. А. Успехи Физических Наук, 1990, 160(7),.83.
6. Zborowski M. et al. Biophysical J. 2003, 84, 2638 .
7. Takayasu M. et al IEEE Trans. Appl. Supercond. 2000,10,.927.
8. Melville D. et al. IEEE Trans. On. Magn., 1975, MAG-11,1701
9. Kashevsky B.E. Zholud A.M., Kashevsky S.B. Review of scientific instruments 2012, 83, No 075104 [8 pages].

## ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОГО НАГРЕВА НА СТАБИЛЬНОСТЬ ПАРАМЕТРОВ И РЕСУРС МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ УПЛОТНЕНИЙ: ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

**Краков М.С.<sup>1</sup> Никифоров И.В.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> Белорусский национальный технический университет, 220013, Республика Беларусь, пр. Независимости, 65.

Факс: +375-17-385-15-65, E-mail: [mskrakov@gmail.com](mailto:mkrakov@gmail.com)

<sup>2</sup> Белорусский государственный университет, 220050,

Республика Беларусь, площадь Независимости, 4,

Факс: +375-17-385-15-65, E-mail: [nikiforov1957@gmail.com](mailto:nikiforov1957@gmail.com)



Краков Михаил Самуилович окончил БГУ в 1974 году. В 1980 году защитил диссертацию на соискание степени к.ф.-м.н. по теме “Исследование волн на поверхности магнитной жидкости”, а в 1991 году защитил докторскую диссертацию на тему “Интенсификация теплообмена и снижение гидродинамического сопротивления с помощью магнитоожидкостных покрытий”. Имеет 157 научных публикаций, в том числе три монографии, 75 статей, 25 авторских свидетельств, 38 статей в иностранных журналах. В настоящее время работает в Белорусском национальном политехническом университете профессором.



Никифоров Иван Васильевич окончил БГУ в 1981 году. В 1993 году защитил диссертацию на соискание степени кандидата физико-математических наук по теме “Численное моделирование сопряженных задач обтекания магнитной жидкости”. Работает доцентом кафедры “Вычислительная математика” БГУ. Имеет 35 научных публикации, в том числе 18 статей.

В работе [1] показано, что магнитная жидкость в статическом магнитоожидкостном уплотнении (МЖУ) сохраняет текучесть только до определённых значений магнитного поля и найдена нейтральная кривая, определяющая область параметров, в которой текучесть сохраняется. За пределами этой области в зазоре МЖУ образуется область плотно упакованных магнитных частиц, что приводит к резкому росту трения при попытке вращения вала, т.е., фактически, к выходу такого МЖУ из строя.

Очевидно, что гомогенизация магнитной жидкости возможна при ее перемешивании, вызванном любыми возможными причинами. Так, в работе [2] показано, что вращении вала возникают течения в ме-

ридиональной плоскости, за счет чего и происходит выравнивание концентрации магнитных частиц в объеме жидкости. Однако не всегда возможна организация периодического проворачивания вала для гомогенизации магнитной жидкости. В этом случае требуется найти иные способы создания течения внутри объема магнитной жидкости. В работе [3] показано, что в неоднородно нагретом объеме магнитной жидкости возникают интенсивные термоконвективные течения со скоростями до 1 м/с, что для объема с характерным размером 1 мм является чрезвычайно высокой величиной.

Тогда можно ожидать, что периодический неоднородный нагрев магнитной жидкости может эффективно перемешивать магнитную жидкость в статическом МЖУ, тем самым стабилизируя его параметры. Чтобы убедиться в эффективности этой технологии, необходимо ответить на вопросы: возможно ли эффективное перемешивание при разумных перепадах температур в объеме, возможна ли гомогенизация магнитной жидкости за время, разумное с точки зрения практики, как зависят эти параметры от свойств магнитной жидкости и интенсивности магнитного поля.

В качестве модели узла МЖУ использовалась геометрия, описанная в [4]: полюс имеет форму гиперболы, а свободная поверхность магнитной жидкости совпадает с координатной линией в системе координат эллиптического цилиндра. Безразмерная система уравнений, описывающая движение магнитной жидкости в этом объеме, распределение температуры и концентрации магнитных частиц, записывалась в виде

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \left[ \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial \omega}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \omega}{\partial y} \right] = \Delta \omega + \frac{\text{Gr}_m}{\text{Ph}} c \left( \frac{\partial H}{\partial x} \frac{\partial \theta}{\partial y} - \frac{\partial H}{\partial y} \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) + \frac{\text{Gr}_m}{\text{Ph} \beta \Delta \theta_0} \left( \frac{\partial c}{\partial x} \frac{\partial H}{\partial y} - \frac{\partial c}{\partial y} \frac{\partial H}{\partial x} \right)$$

$$\omega = -\Delta \psi ; \quad \frac{\partial \theta}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \theta = \frac{1}{\text{Pr}} \Delta \theta ;$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla c = \frac{1}{\text{Pr} L} \nabla (\nabla c - U c \nabla H)$$

где  $\omega$ ,  $\psi$ ,  $\theta$ ,  $H$  и  $c$  – соответственно безразмерные вихрь, функция тока, температура, напряженность магнитного поля и объемная концентрация, в качестве масштабов используются динамическая вязкость жидкости  $\nu$  и минимальная ширина зазора  $a$ , перепад температуры между валом и полюсом  $\Delta \theta_0$ , максимальное значение поля под полюсом  $H_0$ . Магнитное число Грассгофа определено как  $\mu_0 M_I H_0 \beta \Delta \theta_0 a^2 / \rho \nu^2$ , где  $M_I$  – намагниченность материала магнитных частиц, а  $L = \kappa D$  – число Льюиса, равное отношению коэффициента температуропровод-

ности к коэффициенту диффузии,  $Ph \approx 4$  есть отношение гидродинамического объема частицы к объему ее магнитного ядра,  $U = \mu_0 m H_0 / kT$ , где  $m$  – магнитный момент частицы, остальные обозначения традиционные.

Задача решалась численно методом конечных разностей в системе координат эллиптического цилиндра. Использовалась неявная консервативная схема второго порядка точности, построенная интегроинтерполяционным методом. На границах объема кроме обычных условий для скорости задавались условия равенства нулю потока массы. Рассматривались два варианта условий для температуры. На свободной поверхности и плоскости симметрии задавался нулевой поток тепла, а на поверхности вала и полюса безразмерная температура задавалась равной 0 и 1 в первом варианте и 1 и 0 – во втором. Эти варианты рассматривались с целью получения ответа на вопрос: с какой стороны подогрев более эффективен, со стороны вала или со стороны полюса.

В работе [1] было показано, что в зазоре МЖУ образуется область плотно упакованных частиц при превышении величины магнитного поля некоего критического значения, которое зависит от концентрации магнитных частиц в жидкости. На рис.1 показана нейтральная кривая, которая отделяет области абсолютно устойчивой жидкости (ниже кривой) от области параметров, при которых возможно образование зоны плотно упакованных частиц. Критические значения параметра  $U^* < 2,5$  весьма невелики даже для очень низких концентраций магнитных частиц и оценки [1] показывают, что для реальных магнитных жидкостей уже в полях  $H_0$  от 2 до 12 кА/м (в зависимости от размера частиц и их концентрации) магнитная жидкость начинает терять в части объема текучесть.

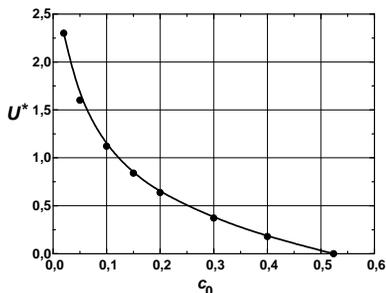


Рис. 1. Нейтральная кривая в отсутствие подогрева

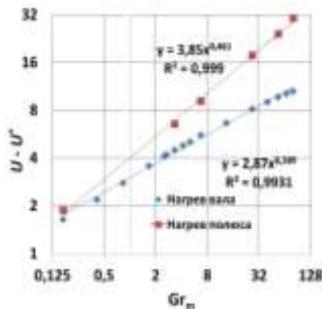


Рис. 2. Рост критического значения параметра  $U$  с ростом числа Грассгофа.  $c_0 = 0,12$ ;  $Pr = 200$ .

Задача решалась следующим образом. Значение параметра  $U$  выбиралось немного меньшим, чем  $U^*$ , так что во всем объеме жидкость оставалась текучей, и в отсутствие нагрева решалось уравнение диффузии, в результате чего определялось начальное стационарное неоднородное распределение концентрации магнитных частиц. Эта ситуация аналогична статическому МЖУ, находящемуся длительное время в неподвижном состоянии. Затем на одной границе объема жидкости (на поверхности вала или полюса) задавалась температура равная 1, а на другой равная 0, после чего решалась полная нестационарная система уравнений, описанная выше. В результате в жидкости довольно быстро устанавливалось термоконвективное течение, затем стабилизировалось распределение температуры и на этом фоне значительно медленнее происходило выравнивание концентрации в объеме магнитной жидкости. Степень этого выравнивания зависела как от величины подогрева, т.е. числа Грасгофа, так и от свойств магнитной жидкости (число Прандтля) и намагниченности магнитной жидкости (концентрация  $c_0$ ). Затем параметр  $U$  увеличивался и задача решалась снова. С ростом параметра  $U$  установившаяся концентрация магнитных частиц под полюсом возрастала. Параметр  $U$  увеличивался до тех пор, пока несмотря на подогрев и конвективное течение концентрация частиц под полюсом не достигала значения  $\pi/6$ , соответствующего кубической упаковке частиц. Соответствующее значение  $U$  считалось критическим для данных значений  $Gr_m, Pr, c_0$ .

На рис. 2 показана зависимость критического значения магнитного поля (параметр  $U$ ) от величины нагрева (магнитное число Грасгофа  $Gr_m$ ). Видно, что с ростом неоднородного нагрева величина критического магнитного поля, при котором в объеме магнитной жидкости возникает область плотно упакованных частиц, существенно возрастает. Если в изотермической жидкости величина  $U^*$  для  $c_0 = 0,12$  меньше единицы, то при нагреве эта величина достигает 31, т.е. критическая напряженность магнитного поля также возрастает с 10 кА/м до 300 кА/м, что вполне соответствует полям в реальных МЖУ.

Критические параметры существенно определяются свойствами магнитной жидкости, точнее, соотношением вязкости и температуропроводности, т.е. числом Прандтля. Из рис. 3 видно, что повышение вязкости жидкости может существенно повлиять на критическую величину магнитного поля:  $U^*$  возрастает до 51.

Отметим, что обе зависимости, как от  $Gr_m$ , так и от  $Pr$ , с достоверностью аппроксимации выше, чем 0,99, описываются степен-

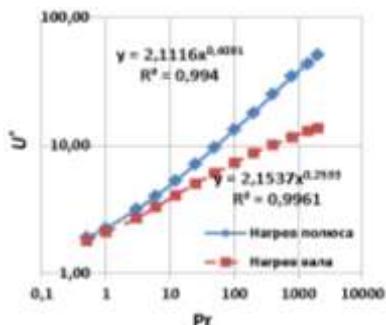


Рис. 3. Влияние вязкости на критическую величину магнитного поля.  
 $Gr_m = 26,8$ ,  $c_0 = 0,12$

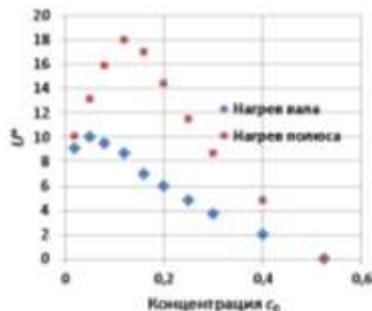


Рис. 4. Зависимость критического значения параметра  $U^*$  от начальной концентрации.  $Gr_m = 26,8$ ;  $Pr = 200$

ной монотонной зависимостью. Зависимость же критического поля от намагниченности магнитной жидкости (концентрации магнитных частиц  $c_0$ ) имеет выраженный максимум в случаях нагрева как со стороны полюса, так и со стороны вала. Максимум этот расположен вблизи объемной концентрации  $c_0 \sim 0,1$ , что соответствует концентрации магнитной фазы  $c_m \sim 0,025$ , т.е. для частиц магнетита эта концентрация соответствует намагниченности насыщения магнитной жидкости  $M_S = M_{r,m} = 480 \cdot 0,025 \approx 12$  кА/м, причем для нагрева со стороны полюса этот максимум сдвинут в сторону большей намагниченности.

С точки зрения практики особый интерес представляет время, необходимое для гомогенизации жидкости за счет термоконвективного течения. Процесс этот происходит весьма сложно, но ограниченный формат сообщения не позволяет привести детали динамики растворения зоны концентрированной магнитной жидкости под полюсом МЖУ. Отметим только, что можно выделить два основных этапа: течение в определенный, резко выделенный момент, выносит объем концентрированной магнитной жидкости из-под полюса, а затем происходит медленное выравнивание концентрации частиц по объему. При этом время полной гомогенизации может значительно (в 5–15 раз) превосходить время резкого падения концентрации частиц под полюсом. Соотношение этих промежутков времени очень сильно зависит от числа Прандтля: для  $Pr = 200$  это 2, а для  $Pr = 5100$  это 15 (для малых чисел Грассгофа). С инженерной точки зрения принципиальное значение имеет падение концентрации частиц под полюсом, поэтому на рис. 5 и 6 представлены зависимости этого времени от степени нагрева при различных значениях вязкости жидкости. На первый взгляд

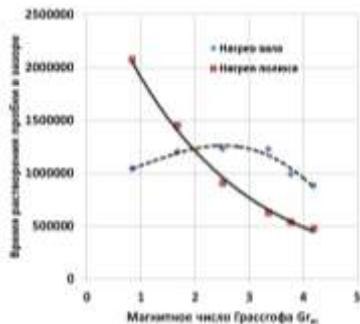


Рис. 5. Влияние нагрева на время, по истечении которого концентрация под полюсом резко падает.  
 $U = 0,63$ ,  $c_0 = 0,12$ ,  $Pr = 5100$ .

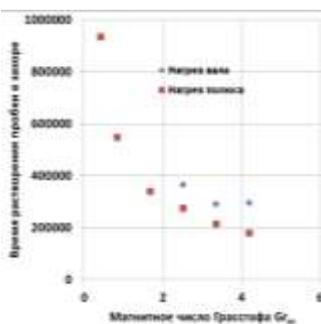


Рис. 6. Влияние нагрева на время, по истечении которого концентрация под полюсом резко падает.  
 $U = 0,63$ ,  $c_0 = 0,12$ ,  $Pr = 200$ .

может показаться, что с уменьшением вязкости жидкости (число Прандтля) это время заметно падает (скажем с 500000 до 180000 для  $Gr_m = 4$ ). Это, однако, не так. В качестве масштаба времени в задаче использовался комплекс  $a^2/\nu$ . Для  $a = 2 \cdot 10^{-4}$  м,  $\nu = 5 \cdot 10^{-4}$  м<sup>2</sup>/с (вакуумное масло ВМ-4 при 18 °С,  $Pr \approx 5000$ ) получим  $t = 500000 \cdot (2 \cdot 10^{-4})^2 / (5 \cdot 10^{-4}) = 40$  с. Для  $\nu = 1,6 \cdot 10^{-5}$  м<sup>2</sup>/с (масло ТМ-1 при 26 °С,  $Pr \approx 200$ )  $t = 200000 \cdot (2 \cdot 10^{-4})^2 / (1,6 \cdot 10^{-5}) = 500$ , т.е. физическое время для маловязких жидкостей даже возрастает.

Как видим, за время от одной до 10 минут нагрев полюса приводит к гомогенизации магнитной жидкости в зазоре МЖУ.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. M.S.Krakov and I.V.Nikiforov. Effect of diffusion of magnetic particles on the parameters of the magnetic fluid seal: a numerical simulation. //Magnetohydrodynamics, 2014, v. 50, No 1, pp. 35 – 44.
2. **М.С.Краков, И.В.Никифоров.** Анализ влияния меридионального течения в магнито-жидкостном уплотнении на его характеристики. //Журнал технической физики, 2011, №12, с. 47-55.
3. **М.С.Краков, И.В.Никифоров.** Скорость термоконвективного течения в высокоскоростном магнито-жидкостном уплотнении после его остановки. //Журнал технической физики, 2012, т. 82, №9, с. 126-129.
4. **Vislovich A, Polevikov V.** Effect of the centrifugal and capillary forces on the free surface shape of a magnetic liquid seal //Magnetohydrodynamics. 1994. V.30. No 1. pp. 67–74.

## МАГНИТОЖИДКОСТНЫЕ ГЕРМЕТИЗАТОРЫ ПОДШИПНИКОВЫХ УЗЛОВ ЭЛЕКТРОДВИГАТЕЛЕЙ ВАО

**А. В. Радионов, Н. Виноградов, А.В. Казакуца**

ООО «Научно-производственное внедренческое предприятие «Ферро-  
гидродинамика»

ул. Большая Морская, 45/5, г. Николаев 54030, Украина  
факс 38(0512) 37-44-65, E-mail: [radionov@fhd.nikolaev.ua](mailto: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 214 научных публикаций, в том числе 59 статей, 27 авторских свидетельств на изобретение и патентов, 43 статьи 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 96 публикаций, в том числе 36 статьи и 15 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 18 публикаций, 7 патентов. В настоящее время работает ведущим конструктором в НПВП «Феррогидродинамика».

Магнитожидкостные герметизаторы, предназначенные для установки на подшипниковые узлы с жидкой смазкой, занимают значительную часть в объеме продукции ООО «НПВП «Феррогидродинамика».

При этом для замены неудовлетворительно работающих штатных бесконтактных уплотнений (например, лабиринтных уплотнений подшипников скольжения, не предотвращающих выбрасывание жидкого смазочного масла из подшипникового узла) используются комбинированные герметизаторы, состоящие из внутреннего (т.е. расположенного со стороны подшипника) оптимизированного лабиринтного уплотнения и наружного МЖГ, размещаемых в одном корпусе в виде единой конструкции [1].

В то же время встречаются случаи, когда подшипниковый узел электродвигателя необходимо защитить от попадания в него смазочного масла с наружной стороны – например, для электродвигателей шахтных комбайнов, которые устанавливаются на редукторах хода и поворотных редукторах комбайнов. Жидкая смазка редуктора при попадании в подшипниковый узел электродвигателя размывает консистентную смазку подшипников качения и попадает далее в корпус на обмотку электродвигателя [2].

Такие же проблемы необходимо было решать при защите подшипникового узла электродвигателя ВАО привода компрессоров на производстве аммиака ЗАО «Северодонецкое объединение Азот» от попадания в него жидкого смазочного масла.

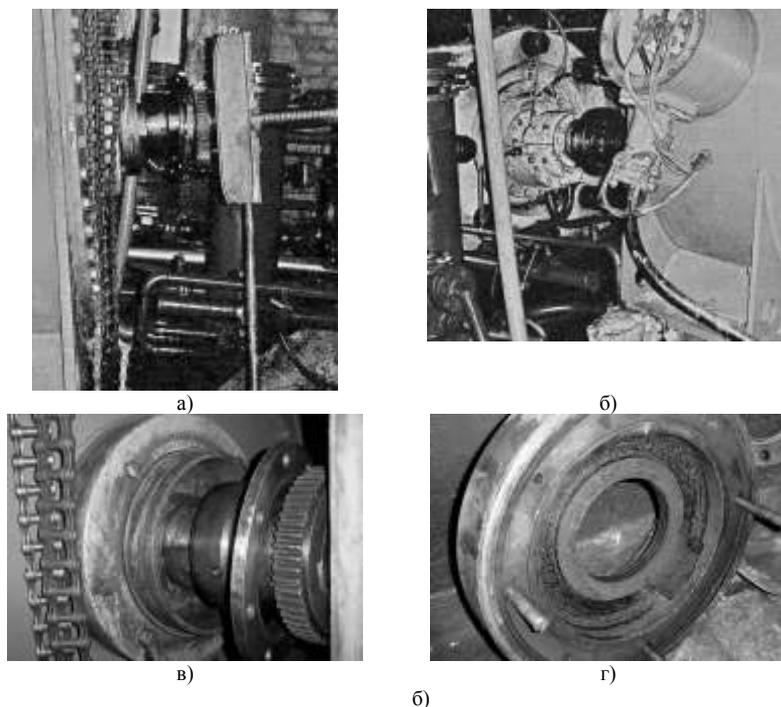


Рис. 1. Электродвигатель ВАО-710: а) зубчатая муфта, б) присоединяемый компрессор с полумуфтой, в) крышка подшипника на штатном месте, г) снятая крышка подшипника с канавочным уплотнением

Взрывозащищенные асинхронные обдуваемые электродвигатели ВАО предназначены для продолжительного режима работы качест-

ве приводов различных механизмов, применяемых в местах эксплуатации, в которых по технологии производства возможно образование взрывоопасной концентрации газов, паров и пыли – для привода различных насосов, вентиляторов, мешалок, подъемных механизмов и т. д. Соединение двигателей с приводным механизмом осуществляется посредством зубчатых или упругих втулочно-пальцевых муфт. Двигатели имеют подшипники качения, смазка подшипников консистентная.

В 2006 году ЗАО «Северодонецкое объединение Азот» предложило проработать вопрос защиты подшипникового узла электродвигателя ВАО-710 (см. рис. 1) привода компрессора производства аммиака 1Б. Масло, используемое для смазки зубчатой муфты, по валу попадало в подшипниковый узел, разжижало консистентную смазку и далее попадало внутрь корпуса, штатное бесконтактное канавочное уплотнение работало неэффективно.

Было принято решение доработать штатную крышку подшипника – срезать канавочное уплотнение, расположенное в центральной части и на его место установить комбинированный герметизатор, в данном случае состоящий из внутреннего МЖГ и наружного развитого лабиринтного уплотнения (см. рис. 2).

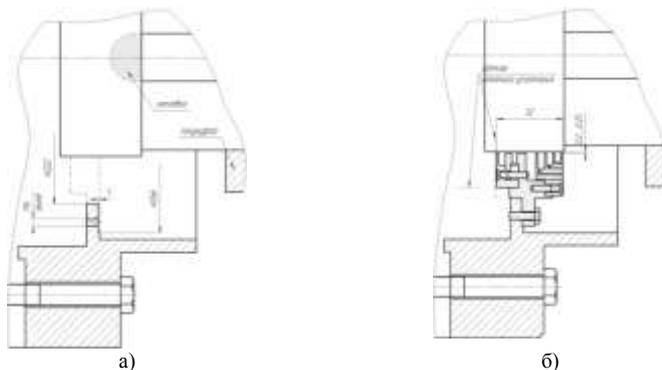


Рис. 2. Крышка подшипника электродвигателя ВАО-710  
а) доработка крышки, б) крышка с установленным МЖГ

Для более эффективной работы лабиринтного уплотнения была предусмотрена заплавка части шпоночного паза на поверхности вала двигателя, из каждой канавки уплотнения и полости между лабиринтом и МЖГ был обеспечен сброс масла.



ность стопорной гайки подшипника, по которой работает наружное лабиринтное уплотнение герметизатора. Таким образом, стопорная гайка выполняет функции маслосбрасывающего кольца и увеличивает эффективность герметизатора.

В сентябре 2013 года новая крышка подшипника со встроенным герметизатором была передана заказчику для установки на электродвигатель.

В данном случае в очередной раз подтвердилась тенденция, 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.
2. Радионов А.В., Виноградов А.Н. Казакуца А.В. Соловей О.В. Гасюк А.А. Магнитожидкостные герметизаторы для подшипниковых узлов электродвигателей шахтных комбайнов // 14-я Международная Плесская конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям, сентябрь 2010, Плес, Россия. Сб. науч. тр.

## ТЕХНОЛОГИЯ ЧИСЛЕННОГО ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТОЖИДКОСТНОГО ГЕРМЕТИЗАТОРА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ БИБЛИОТЕКИ МОДЕЛИРОВАНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

**Казаков Ю.Б., Тихонов А.И.**

Ивановский государственный энергетический университет им. В.И. Ленина  
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34.  
Тел: (4932)269706; E-mail: [elmash@em.ispu.ru](mailto:elmash@em.ispu.ru)



Казаков Юрий Борисович в 1976 году окончил Ивановский энергетический институт. В 2000 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора технических наук по теме "Численное моделирование и разработка конструкций электрических машин с учетом взаимного влияния физических полей". Имеет более 300 научных публикаций, из них 75 статей, 6 монографий, 19 зарегистрированных РИД. Научный руководитель проблемной научно-исследовательской лаборатории прикладной феррогидродинамики (ПНИЛ ПФГД) профессор, заведующий кафедрой электромеханики ИГЭУ, действительный член АЭН РФ.



Тихонов Андрей Ильич в 1986 году окончил Ивановский энергетический институт. В 2007 году защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора технических наук по теме "Разработка моделей и методов анализа и синтеза решений в автоматизированном проектировании электромеханических устройств". Имеет 287 научных публикации, в том числе 122 статьи, 9 учебных пособий, 10 монографий, авторское свидетельство, 2 патента РФ на полезные модели, 18 свидетельств на программные продукты. В настоящее время работает в должности заведующего кафедрой физики ИГЭУ.

Расчет процессов, происходящих в магнитожидкостном герметизаторе (МЖГ) может быть решен с использованием современных средств расчета физических полей. Однако использование систем инженерных расчетов (САЕ-системы) требует высококвалифицированных специалистов. Поэтому актуальной является проблема разработки технологии, позволяющей существенно упростить процедуру формализации и решения задач полевых расчетов МЖГ. Для этих целей предлагается использовать технологию численного эксперимента с использованием библиотеки моделирования физических полей (БМФП), разрабатываемой в ИГЭУ. В основу данной библиотеки легла динамически подключаемая библиотека конечно-элементного моделирования магнитного поля (DLL КЭММП) [1, 2].

Традиционно при решении задач моделирования физических полей предпочтение отдается методу конечных элементов. Одним из основных недостатков этого метода является сложность математического аппарата, которая экспоненциально возрастает, например, при возрастании мерности задачи и т.п. Задача существенно упрощается при использовании метода Монте-Карло. Одним из главных преимуществ этого метода является простота математического аппарата, а основным недостатком состоит в медленной сходимости, что предъявляет повышенные требования к компьютерным ресурсам. Однако его простота и наглядность вместе с ростом вычислительных мощностей, особенно в сфере технологий параллельных вычислений, ведет к росту интереса к данному методу. В [3, 4] описаны алгоритмы расчета методом Монте-Карло электрического и магнитного полей, в [5] – алгоритм расчета формы магнитной жидкости в МЖГ.

Технология численного исследования МЖГ с использованием БМФП основана на реализации ряда усложняющихся моделей:

1. Расчет устройства с помощью проектной модели, в которой заложена инженерная методика проектирования МЖГ.

2. Построение и исследование полевой модели МЖГ осуществляется по результатам проектного расчета программным образом. Такая программа может генерировать серию моделей для класса устройств, отличающихся значениями некоторого списка параметров, а также осуществить программируемую серию деформаций модели одного устройства.

3. Построение и исследование моделей, построенных путем комбинирования полевой модели с моделями, основанными на других математических аппаратах, в частности, на основе теории цепей, метода Монте-Карло, нейронных сетей и т.п.

4. Построение и исследование комбинированной поисковой полевой модели, осуществляющей поиск способов совершенствования конструкции системы путем внедрения функций параметрической генерации и расчета полевой модели в среду подсистемы оптимизации. Функция цели содержит результаты расчета поля. В числе варьируемых параметров могут быть величины, влияющие на конструкцию системы устройства. Это позволяет достичь эффекта структурной оптимизации.

Таким образом, главное преимущество технологии моделирования МЖГ с использованием полевых моделей БМФП состоит в возможности программирования процесса формирования полевой модели на основе списка параметров, характеризующих геометрию расчетной области (параметрическая генерация модели), а также в возможности

программирования численного эксперимента, в ходе которого осуществляется серия расчетов полевой модели по заданному алгоритму с возможностью автоматической регенерации самой модели в ходе эксперимента. Частным случаем такого эксперимента является оптимизация конструкции МЖГ с обращением к полевой модели на каждом шаге поиска. Можно добавить, что использование регрессивных моделей позволяет ускорить расчетные процессы. Для построения регрессивной модели могут быть использованы как результаты натуральных экспериментов, так и результаты серии численных расчетов. Применяемая технология использует для построения регрессивных моделей результаты серии расчетов магнитного поля, аппроксимированные многомерными сплайнами или нейронными сетями.

Например, методика численного исследования МЖГ может быть представлена следующей последовательностью действий:

1. Параметрическая генерация конечно-элементной модели МЖГ.

2. Расчет на полученной конечно-элементной модели положения магнитной жидкости и критически удерживаемого перепада давления.

3. Расчет с учетом положения магнитной жидкости момента вязкого трения и потерь энергии на трение в МЖУ методом Монте-Карло.

4. Формулировка задачи оптимизации, в частности, формулировка целевой функции оптимизации, выбор варьируемых параметров, параметрических и функциональных ограничений.

5. Построение регрессивной модели на основе серии расчетов магнитного поля методом конечных элементов путем сканирования по сетке варьируемых параметров с последующей аппроксимацией результатов многомерными сплайнами.

6. Анализ пространства решений. Обоснование выбора весовых коэффициентов целевой функции оптимизации. Выбор стартовой точки поиска оптимального решения.

7. Оптимизация со случайным выбором стартовой точки для поиска глобального экстремума.

Параметрический генератор конечно-элементной модели МЖГ представляет собой программный код во встроенной в Excel системе программирования Visual Basic for Application. Внешний вид рабочего окна, предназначенного для параметрической генерации МЖГ, представлен на рис. 1. Результат построения конечно-элементной модели магнитного поля МЖГ с помощью данного параметрического генератора приведен на рис. 2. На рис. 3 приведены результаты расчета магнитного поля МЖГ.

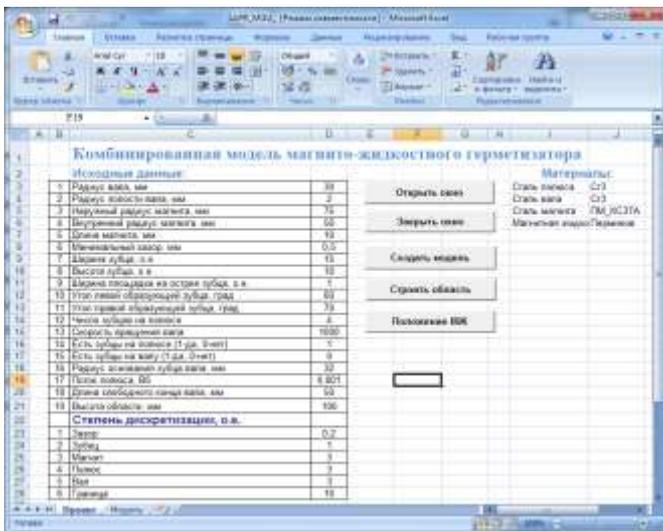


Рис. 1. Лист Excel с исходными данными для параметрического генератора конечно-элементной модели МЖГ

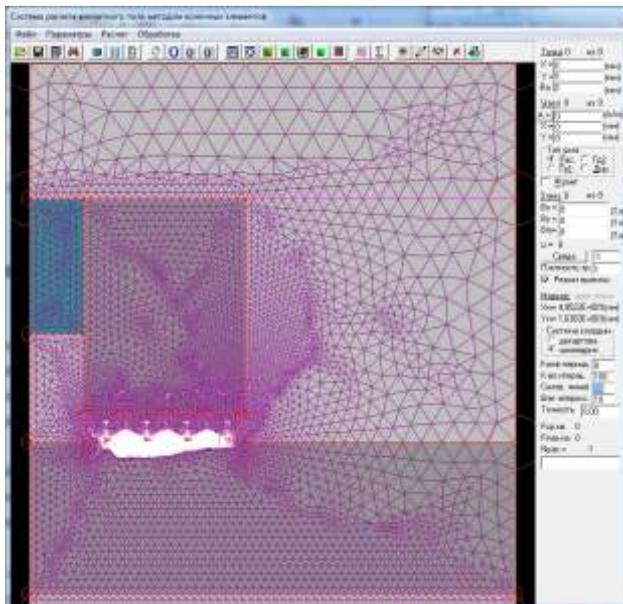


Рис. 2. Конечно-элементная модель МЖГ, созданная параметрическим генератором полевой модели с помощью функций БМФП

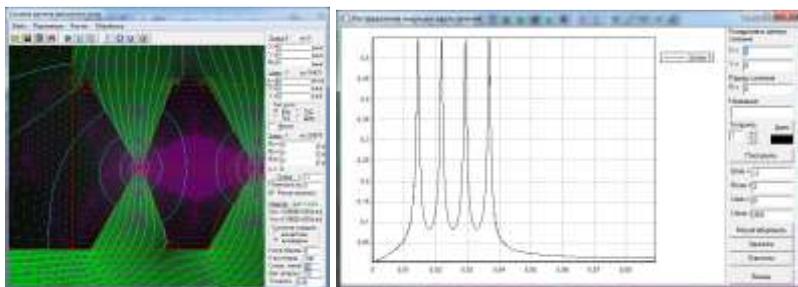


Рис. 3. Картина магнитного поля в зубцовой зоне и распределение магнитной индукции в зазоре МЖГ

Алгоритм определения критического перепада давления, удерживаемого МЖГ, изложен в [8]. На рис. 4 приведен фрагмент модели с рассчитанным критическим положением МЖ. На этой же сетке рассчитывается поле скоростей МЖ при заданной магнитогеологической характеристике. На рис. 5 представлен результат расчета поля скоростей МЖ.

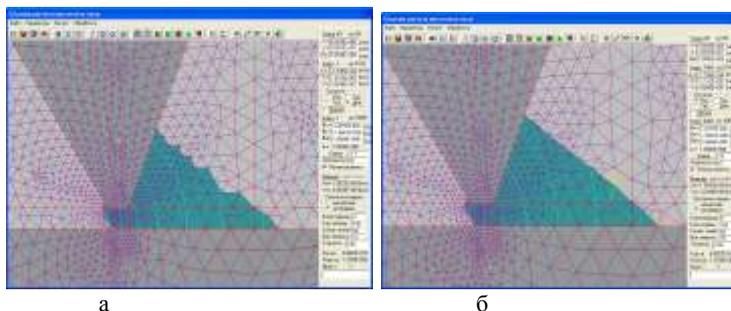


Рис. 4. Фрагмент модели МЖГ с рассчитанным положением МЖ:  
а – вариант расчета на исходной сетке; б – результат операции сглаживания

В качестве примера исследования МЖГ на рис. 6 приведены результаты расчета кривой распределения индукции в нескольких сечениях зазора под одним из зубцов МЖГ. Из графиков видно, что в сечениях близких к валу краевых эффектов не наблюдается. Однако, чем ближе к зубцам, тем сильнее выражен краевой эффект, приводящий к росту индукции по краям зубцов.

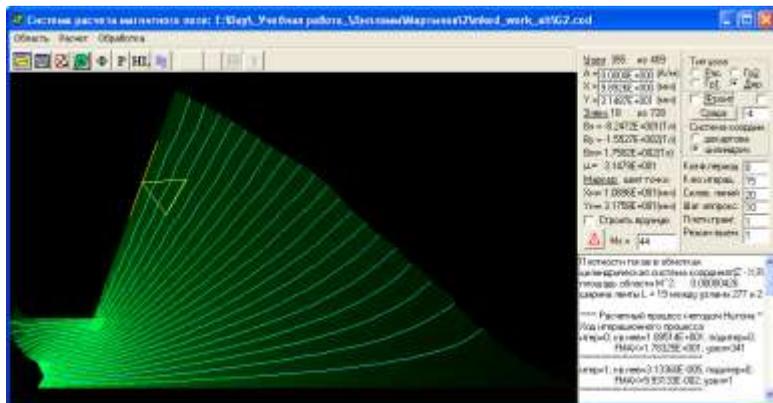


Рис. 5. Результат расчета поля скоростей магнитной жидкости

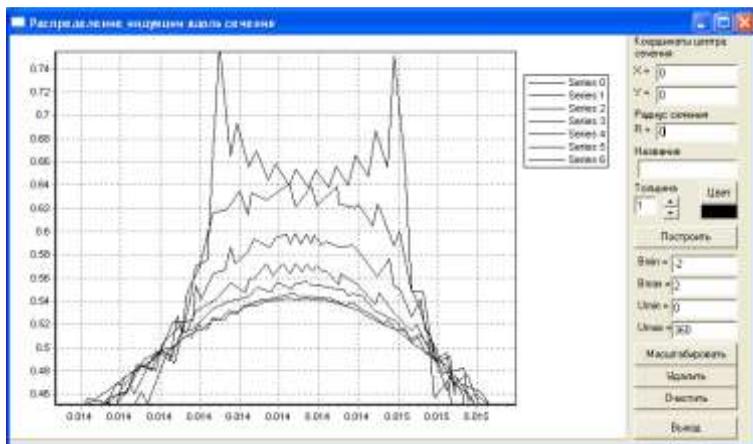


Рис. 6. Кривые распределения индукции в зазоре в нескольких сечениях по высоте зазора под зубом МЖГ

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Тихонов А.И. Программа для ЭВМ: Библиотека полевого моделирования (FieldEM). – М.: Федеральная служба по интеллектуальной собственности, патентам и товарным знакам. – 2006. – № 2006610323.
2. Тихонов А.И., Булатов Л.Н. Платформенезависимая библиотека конечно-элементного моделирования магнитного поля / Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ. – М.: Федеральная служба по интеллектуальной собственности, патентам и товарным знакам. – № 2011614852. Заявка № 2011613040, приоритет от 28.04.2011, Зарегистрировано в Реестре программ для ЭВМ 22.06.2011.

3. Тихонов А.И., Шмелев А.С. Использование метода Монте-Карло при моделировании физических полей // Вестник научно-промышленного общества. М: «Алев-В», 2011, Вып. 1, с. 40-46.
4. Шмелев А.С., Тихонов А.И. Разработка версии метода Монте-Карло для моделирования двумерного магнитного поля на треугольной сетке (XVI Бенардосовские чтения): Материалы междунар. науч.-техн. конф. / Иван. гос. энерг. ун-т. – Иваново, 2011. - с.137-140.
5. Система расчета магнитожидкостного герметизатора с параметрически формируемой полевой моделью и определением критического положения магнитной жидкости / Щелькалов Ю.Я., Казаков Ю.Б., Тихонов А.И., Перминов С.М. // Сборник научн. трудов 10-ой Междун. Плесской конф. по магнитным жидкостям. – Плес. 9 - 12 сентября 2002. - С. 374-381.

## ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТОЖИДКОСТНОГО УПЛОТНЕНИЯ НЕМАГНИТНОГО ВАЛА КЛАССИЧЕСКОГО ИСПОЛНЕНИЯ

**Перминов С.М., Перминова А.С., Страдомский Ю.И.**  
ФГБОУВПО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина»,  
Российская федерация, Иваново, Рабфаковская, 34  
E-mail: [psm@upm.ispu.ru](mailto:psm@upm.ispu.ru)

**Введение.** Основным параметром магнитожидкостных уплотнений является максимально удерживаемый перепад давлений. Удерживающая способность МЖУ немагнитных валов существенно ниже, чем у уплотнений магнитных валов, поэтому они не находят широкого применения в технике [1÷11]. В настоящее время, как правило, при уплотнении немагнитного вала на его поверхности располагают магнитопроводящую втулку, что позволяет применить систему уплотнения с магнитным валом. Однако, не всегда представляется конструктивно возможным размещение магнитопроводящей втулки на валу, в которых, возникает проблема надежной герметизации соединения втулки с валом из-за разных коэффициентов температурного расширения используемых материалов. Поэтому повышение эффективности магнитожидкостных уплотнений немагнитных валов является не решенной на настоящий момент актуальной задачей.

**Объект исследования.** Известна классическая конструкция МЖУ немагнитного вала [12], в которой магнитное поле концентрируется

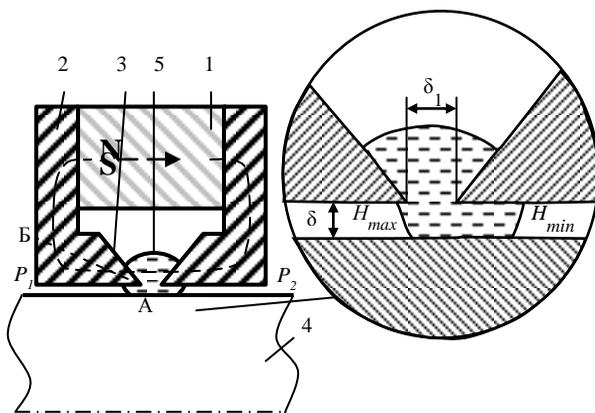


Рис. 1. 1 – магнит, 2 – полюсные приставки, 3 – концентраторы, 4 – вал, 5 – МЖ

между разноименными полюсными приставками у поверхности уплотняемого немагнитного вала (рис.1). Удерживающая способность МЖУ определяется распределением неоднородного магнитного поля в рабочем зазоре. В работе [13] начато исследование закономерностей распределения магнитного поля рассматриваемого уплотнения. Данная работа является ее продолжением.

**Распределение напряженности поля в рабочем зазоре уплотнения.** Удерживающая способность МЖУ определяется распределением напряженности магнитного поля в его рабочем зазоре между полюсными приставками и валом. На рис. 2 показано распределение напряженности поля вдоль поверхности немагнитного вала. Напряженность

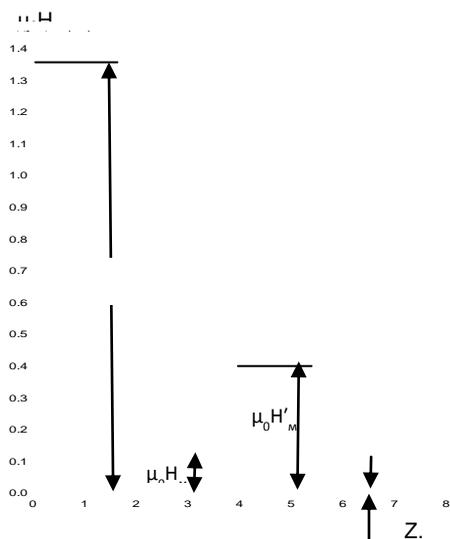


Рис. 2. Распределение напряженности магнитного поля на поверхности вала

поля имеет максимум  $H_{\max}$  в области зазора между концентраторами полюсных приставок  $\delta_1$  и плавно уменьшается при удалении от плоскости симметрии магнитной системы. Напротив кромок торцевых поверхностей полюсных приставок расположены локальные максимумы напряженности  $H'_{\max}$ , обусловленный кромочным эффектом кромки полюсной приставки. Согласно представленного распределения напряженности поля в зазоре уплотнения образуется три герметичных

магнитожидкостных кольца (рис.3). Основное кольцо 1 в области зазора между концентраторами полюсных приставок и два дополнительных кольца 2 и 3 по краям полюсных приставок.

Удерживающая способность основного магнитожидкостных кольца определяется разностью экстремальных напряженностей  $H_{\max}$  и  $H_{\min}$  на поверхности вала в рабочем зазоре (рис. 2).

$$\Delta p = M_s \mu_0 (H_{\max} - H_{\min}) = M_s \mu_0 \Delta H \quad (1),$$

Где  $M_s$  - намагниченность насыщения магнитной жидкости,  $\mu_0$  - магнитная постоянная. Максимальная удерживающая способность

дополнительных магнитожидкостных колец определяется разностью напряженностей  $H'_{max}$  и  $H'_{min}$

$$\Delta p = M_s \mu_0 (H'_{max} - H'_{min}) = M_s \mu_0 \Delta H' \quad (2)$$

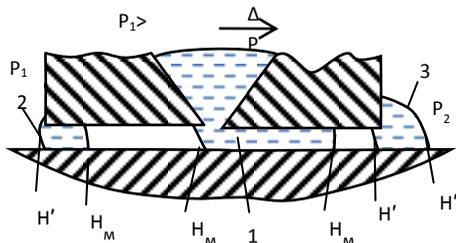


Рис. 3. Положение магнитной жидкости в рабочем зазоре магнитожидкостного уплотнения немагнитного вала:

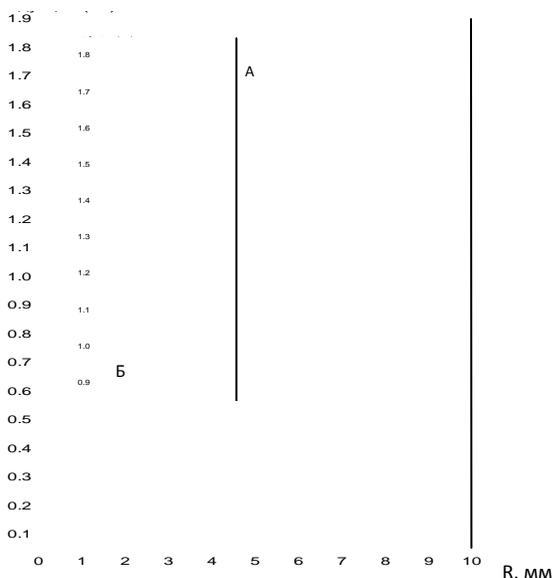
1 – основное магнитожидкостное кольцо,

Хотя максимальная удерживающая способность дополнительных магнитожидкостных колец одинаковая, при работе уплотнения они будут воспринимать разный перепад давлений. Это зависит от направления действия перепада давлений и направления смещения дополнительных магнитожидкостных колец.

Если дополнительное магнитожидкостное кольцо под воздействием внешнего перепада давлений выдавливается из зазора между валом и полюсной приставкой на край полюсной приставки (кольцо 3 на рис. 3), то оно будет воспринимать перепад давлений, определяемый по формуле 2. Если дополнительное магнитожидкостное кольцо под воздействием внешнего перепада давлений смещается под полюсную приставку (кольцо 2 на рис. 3), то оно будет воспринимать меньший, чем определяемый по формуле 2 перепад давлений,

$$\Delta p = M_s \mu_0 (H'_{max} - H'_{min}) \quad (3)$$

Исходя из выше изложенного, перепад давлений, удерживаемый уплотнением, между магнитожидкостными кольцами распределяется не равномерно. Перепады давлений на кольцах прямо пропорциональны перепадам индукций на границах магнитожидкостных пробок. Для рассматриваемого случая распределения напряженности магнитного поля в рабочем зазоре соотношение имеет вид 0.24/1.00/0.31. То есть, основное кольцо воспринимает перепад давлений в вдвое выше, чем два дополнительных кольца. Если сравнивать дополнительные кольца друг с другом, то кольцо, смещенное под полюсную приставку, удерживает на 30% меньший перепад, чем кольцо, смещаемое за полюсную приставку.



**Распределение напряженности магнитного поля в пространстве между концентраторами магнитной системы.** Так как большую часть перепада давлений воспринимает основное магнитожидкостное кольцо 1, более подробно исследуем, как распределяется магнитное поле в пространстве между наконечниками полюсных приставок и какие факторы на него влияют. На рис. 4 показано распределение напряженности магнитного поля в плоскости симметрии магнитной системы. Пересечение сплошной вертикальной линии на рисунке 4 с кривой напряженности поля образует точку А, соответствующую напряженности магнитного поля на поверхности вала при нулевой величине рабочего зазора. Из рисунка видно, что пик напряженности магнитного поля не лежит на линии минимального зазора между остриями концентраторов полюсных приставок, а смещен в сторону магнита. Это можно объяснить асимметричным расположением боковых образующих поверхностей концентраторов полюсных приставок по отношению к плоскости симметрии магнитной системы. Участок АБ кривой имеет резко ниспадающий характер. Он показывает, каким образом меняется максимальная напряженность магнитного поля на поверхности вала ( $H_{\max}$  формулы 2), при увеличении рабочего зазора. При уве-

личении рабочего зазора наблюдается резкий спад напряженности магнитного поля на поверхности немагнитного вала, соответствующим образом падает и удерживающая способность основного магнитожидкостного кольца. Из выше приведенного следует, что при создании магнитожидкостного уплотнения немагнитного вала необходимо

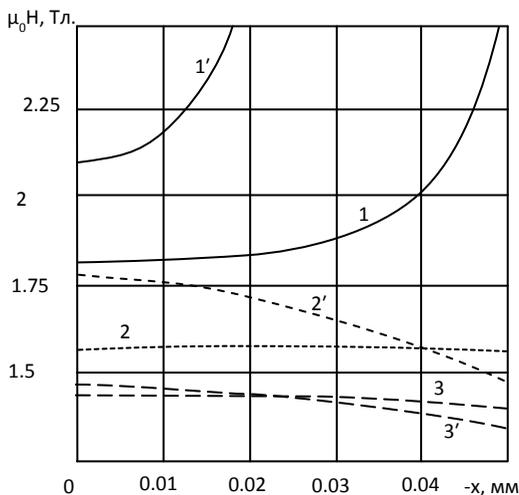


Рис. 5. Кривые распределения напряженности поля на поверхности немагнитного вала в пределах зазора при  $\delta_1=0.1$  мм и  $\delta_1=0.04$  мм:

- 1 и 1' -  $\delta=0$ ;
- 2 и 2' -  $\delta=0.025$  мм;
- 3 и 3' -  $\delta=0.05$  мм.

стремится минимизировать величину рабочего зазора между валом и концентраторами полюсных приставок. **Влияние величины зазора между концентраторами полюсных приставок  $\delta_1$  на напряженность поля в рабочем зазоре.** Концентраторы полюсных приставок имеют заостренную форму. Кромка на вершине наконечника обладает высокой рассеивающей способностью и около кромки образуется резко неоднородное магнитное поле [5]. Это значит, что напряженность магнитного поля, стремительно уменьшается при удалении от кромки концентратора, что подтверждают результаты расчета напряженности магнитного поля в промежутке между концентраторами полюсных наконечников (кривые 1, рис. 5). Индукция магнитного поля резко снижается от 2,6 Тл у кромки наконечника до 1.77 Тл в центре зазора. Исходя из выше изложенного, можно предположить, что максимальную индукцию в рабочем зазоре ( $H_{\text{макс}}$ ) можно увеличить, уменьшая зазор между кромками полюсных наконечников  $\delta_1$ . Кривая 1' на рисунке 5 соответствует распределению напряженности поля на поверхности немагнитного вала при зазоре между кромками полюсных наконечников  $\delta_1=0.04$  мм. Действительно, максимальная

стремится минимизировать величину рабочего зазора между валом и концентраторами полюсных приставок.

**Влияние величины зазора между концентраторами полюсных приставок  $\delta_1$  на напряженность поля в рабочем зазоре.** Концентраторы полюсных приставок имеют заостренную форму. Кромка на вершине наконечника

напряженность поля ( $H_{\text{мак}}$ ) возросла и прирост напряженности тем выше, чем меньше рабочий зазор  $\delta$  (кривые 2<sup>1</sup> и 3<sup>1</sup> рис.5).

**Насыщение стали полюсных наконечников.** Роль концентраторов полюсных наконечников, выполненных из ферромагнитного материала с высокой магнитной проницаемостью -подвести и сосредоточить магнитную энергию постоянного магнита в локальной области

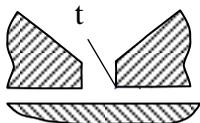


Рис. 7. Концентраторы с площадкой  $t$  на острие.

сопротивления магнитному потоку на пути от магнита к рабочей зоне устройства, от чего эффективность всей системы снижается. На рис. 6 приведена зависимость магнитной проницаемости стали на участке пути магнитного потока от кромки на острие концентратора до торцевой

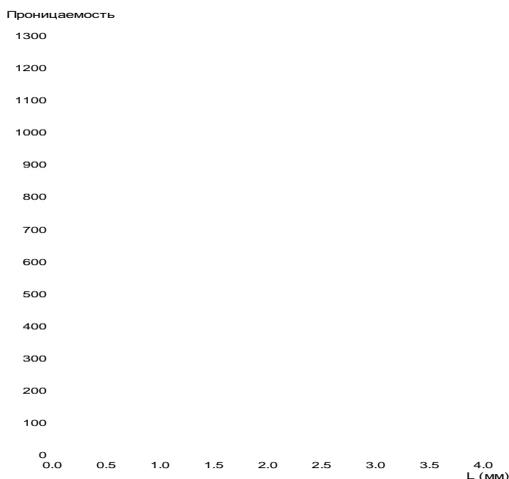


Рис. 6. Изменение магнитной проницаемости стали концентраторов полюсных наконечников

поверхности полюсной приставки (на участке АВ на рис. 1). Из рисунка 6 видно, что кончики концентраторов длиной около 1 мм находятся в состоянии глубокого насыщения и относительная магнитная проницаемость стали на острие снижается до 3 единиц. Вследствие чего, падение магнитодвижущей силы (МДС) на кончиках встречных

формы концентраторов на полюсных наконечниках исключить насыщения стали на остриях концентраторов не представляется возможным, поэтому такую форму концентраторов следует признать недостаточно эффективной. Одним из возможных вариантов трансформации формы является выполнение площадки на острие наконечников (рис. 7).

**Закключение.** Исследование магнитного поля магнитожидкостного уплотнения немагнитного вала классического типа показало:

1. В рабочем зазоре уплотнения может образовываться три уплотнительных магнитожидкостных кольца: основное - напротив зазора между концентраторами и два дополнительных - напротив кромок торцевых поверхностей полюсных приставок. Основное кольцо воспринимает перепад давлений в вдвое выше, чем дополнительные кольца вместе. При работе уплотнения дополнительные кольца воспринимают не одинаковый максимальный перепад давлений, что зависит от направления действия перепада давлений

2. При создании магнитожидкостного уплотнения немагнитного вала необходимо стремится минимизировать величину рабочего зазора между валом и полюсными наконечниками.

3. На максимально удерживаемый перепад давлений основного магнитожидкостного кольца влияет как величина рабочего зазора, так и величина зазора между концентраторами полюсных приставок.

4. Использование остроконечной формы приводит к насыщению стали концентраторов и снижению эффективности всей магнитной системы.

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК:

1. Казаков Ю.Б., Морозов Н.А., Страдомский Ю.И., Перминов С.М. Герметизаторы на основе нанодисперсных магнитных жидкостей и их моделирование / Иван. Гос. Энерг. Ун-т. - Иваново, 2010. - 184 с.
2. Казаков Ю.Б., Перминов С.М. Усовершенствованные наноманитожидкостные герметизаторы // Вестник ИГЭУ. – 2006. - № 3. – С. 31-32.
3. Полетаев В.А., Перминов С.М., Пахолкова Т.А., Перминова А.С. Исследование магнитного поля рабочего зазора магнитожидкостного герметизатора классической конструкции // Вестник ИГЭУ. - 2011. - №5. с. 42-45.
4. Перминов С.М. Исследование торцевого магнитожидкостного герметизатора методом математического моделирования. «Вестник ИГЭУ», 2012, №5. с.36-39
5. Перминов С.М. Исследование кромочных эффектов магнитного поля с учетом нелинейных свойств магнитных материалов методом математического моделирования // Вестник ИГЭУ. – 2011. - №4. - с.30-32.
6. Полетаев В.А., Перминов С.М., Пахолкова Т.А. Роль площадки на острие зубца в формировании магнитного поля и удерживающей способности рабочего зазора магнитожидкостного уплотнения // Вестник ИГЭУ. – 2011. - №5. - с.32-34.

- 7. Перминов С.М.** Исследование распределения напряженности магнитного поля и магнитных потоков в магнитожидкостном герметизаторе классической конструкции // Вестник ИГЭУ. - 2012. - №6. - с. 32-36.
- 8. Перминов С.М.** Использование кромочной энергии магнитного поля для повышения эффективности магнитных систем электромеханических устройств // Вестник ИГЭУ. - 2012. - № 3. - с. 28-31.
- 9. Перминов С.М., Перминова А.С.** Разработка и исследование нового способа герметизации магнитной жидкостью зазоров с поверхностями из немагнитных материалов. // Сборник научных трудов 14 международной Плесской конференции по нанодисперсным магнитным жидкостям, Россия, Плес, 2010. – С.402 – 404.
- 10. Патент** на изобретение РФ №2458271. Магнитожидкостное уплотнение немагнитного вала / Перминов С.М., Перминова А.С. Оpubл. в Б.И. №23, 10.08.2012, МПК F 16 J 15/40.
- 11. Патент** на изобретение РФ №2407936. Магнитожидкостное уплотнение немагнитного вала / Перминов С.М., Перминова А.С., Казаков Ю.Б. Оpubл. в Б.И. №23, 20.08.2010, МПК F 16 J 15/53.
- 12. Фертман В.Е.** Магнитные жидкости – естественная конвекция и теплообмен. - Мн.: «Наука и техника», 1978. - 207 с.
- 13. Перминов С.М., Перминова А.С.** *Vestnik IGEU*, 2013, issue 3, pp

## ПОВЫШЕНИЕ ГЕРМЕТИЧНОСТИ МАГНИТО-ЖИДКОСТНОГО ТЕРМОУПРАВЛЯЕМОГО УПЛОТНЕНИЯ

**Сизов А.П.**

ФГБОУ ВПО «Ивановская ГСХА имени академика Д.К. Беляева»,  
153012, г. Иваново, ул. Советская, 45,  
тел./факс (4932)328144; E-mail: [rektorat@ivgsha.ru](mailto:rektorat@ivgsha.ru)

**Луковкин Р.А.**

ФГБОУ ВПО Ивановский институт ГПС МЧС Российской Федерации,  
153040, г. Иваново, пр. Строителей, 33,  
тел./факс (4932) 56-76-30, E-mail: [edufire@mail.ru](mailto:edufire@mail.ru)



Сизов Александр Павлович. Окончил Ивановский энергетический институт в 1966 году. В 1995 году защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора технических наук по теме: «Повышение надежности работы узлов техники применением магнито-жидкостных устройств». Имеет 136 научных публикация, в том числе 80 статей, 56 авторских свидетельств на изобретения и патентов РФ, 5 статей в **иностранн**ых журналах. В настоящее время является профессором д.т.н. Ивановской сельскохозяйственной академии. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей отмечена премией правительства РФ в области науки и техники за 2004 год.

Луковкин Роман Андреевич. Является курсантом 3-го года обучения ФГБОУ ИВИГПС МЧС РФ. Участник всероссийских и международных конференций в области пожарной безопасности. Занимается научной деятельностью связанной с использованием нанодисперсных жидкостей. Является победителем олимпиад как городского, так и областного уровней, за что был неоднократно награжден грамотами и дипломами.

В термоуправляемом магнито-жидкостном уплотнении [1], представленном на рисунке 1, магнитная жидкость (МЖ) используется в качестве уплотнительного материала и пронизывается магнитным полем, созданным постоянным магнитом 1 и при этом она герметизирует зазор между полюсами магнитной системы: подвижным 2 и неподвижным 3, 4, предотвращая переток уплотняемых сред из полости «а» в полость «б» при действии перепада давления  $\Delta P$  в направлении, например, полости «б». магнитная жидкость заполняет зазор 5 в магнитной системе. Полюс 2 магнитной системы выполняется подвижным и находится в положении соответствующем минимальному зазору  $\delta$  за счет магнитных сил воздействующих на него магнитным полем и за

счет действия упругих сил обусловленных действием термочувствительного элемента 7 совмещенного с полюсом 2 через тягу 6. Термочувствительный элемент закреплен на основании 8. Компенсируемый перепад давления  $\Delta P$  и герметичность представленного уплотнения возможно увеличить если в неподвижные полюса 3, установить статические уплотнения, например, из эластичного материала. На рис.1 такие уплотнения показаны позициями 9 и 10.

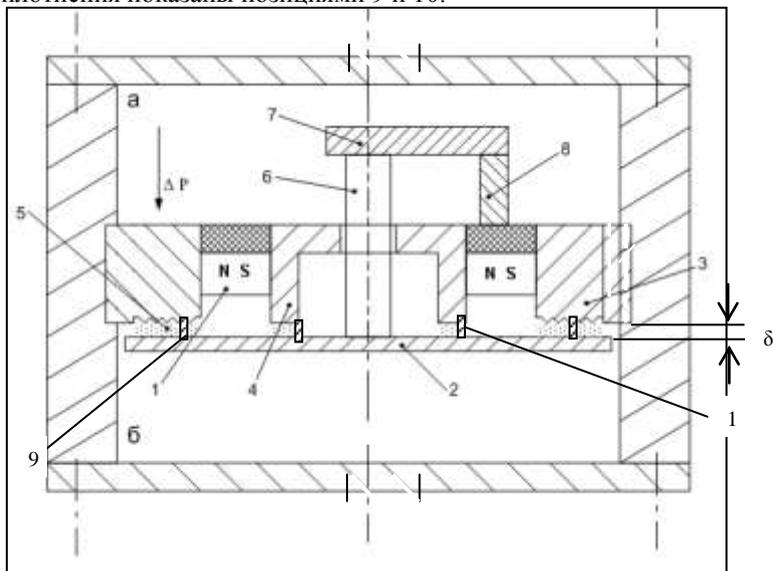


Рис.1. Конструкция статического МЖУ

В этом случае МЖ, находящаяся в зазоре  $\delta$  уплотнения взаимодействует с неподвижными эластичными уплотнениями 9, 10 и за счет этого взаимодействия решается ряд проблем присущих статическим уплотнениям:

1. Влияние на герметичность статического эластичного уплотнения шероховатости уплотняемых поверхностей.
2. Снижение ремонтпригодности эластичного уплотнителя из-за его остаточной деформации после воздействия усилий, обусловленных воздействием силовых элементов.
3. Старение материала эластичных уплотнителей под воздействием уплотняемых сред.

Указанные проблемы возможно решить за счет создания с помощью магнитной жидкости дополнительных уплотняющих свойств для

статического уплотнителя. В этом случае МЖ, помещенная в уплотняемый статическим уплотнителем зазор, взаимодействует с поверхностью уплотнителя и поверхностью зазора. Это взаимодействие обусловлено адгезионными силами  $F_a$  и магнитными  $F_m$ . Адгезионные силы обусловлены силами Ван-дер-Вальса и зависят в основном от состояния поверхности и природы жидкости, внешних условий.

Адгезионные силы для МЖ зависят так же от магнитных свойств поверхности с которой она находится во взаимодействии. Исследование по смачиванию МЖ различных поверхностей и по влиянию на эти процессы магнитного поля приведены в [2]. Магнитное поле изменяет так же реологические характеристики МЖ. МЖ взаимодействует с микро неровностями поверхности и проникает в микро капилляры образующиеся между поверхностью и статическим уплотнителем. Поэтому МЖ взаимодействующая с уплотнителем и уплотняемой поверхностью приводит к увеличению герметичности статического уплотнения за счет этих взаимодействий, которые усиливаются магнитным полем и его градиентом, создаваемым микро неровностями.

Эластичный уплотнитель (резина) это материал имеющий высокую вязкость, которая достигается путем введения в основу различных загустителей, поэтому после воздействия контактных давлений обусловленных силовыми элементами, например, болтовым соединением, материал длительно сохраняет форму уплотняемой поверхности за счет гистерезиса его упругих свойств. Следовательно, если дополнительно использовать для герметизации МЖ, то можно уменьшать контактные усилия создаваемые в статическом уплотнении за счет силовых элементов, а следовательно, остаточные изменения формы уплотнительного материала.

Процессы старения материала эластичного статического уплотнителя под влиянием уплотняемой среды происходят за счет его непосредственного контакта с этой средой. Это приводит к изменению физико-химических свойств уплотнителя, которые сопровождаются процессами частичного растворения, набухания, изменения объема и т.д. В результате статическое эластомерное уплотнение изменяет герметизирующую способность и выходит из строя. Для предотвращения процессов старения эластомерных статических уплотнений производят подбор материала уплотнителя с учетом контакта его с уплотняемой средой. Так как МЖ синтезируемая на основе кремний органических, фторорганических жидкостей имеющих высокую нейтральность по отношению к различным жидким и газообразным средам, то можно ожидать, что МЖ может выполнять функции барьерной жидкости, ко-

торая ограничивает взаимодействие статического герметизатора с уплотняемой средой.

Указанные выводы о взаимодействии МЖ с эластичными уплотнителями, широкоиспользуемых в уплотнительной технике, подтверждены результатами экспериментальных исследований, которые проводились на специально разработанных стендах. Так величина негерметичности  $Q$  определялась при герметизации методом вакуумной техники с помощью гелия, который под давлением находился в герметичном объеме, и герметизировался с помощью эластичного уплотнителя (фторкаучук).

В результате проведенных исследований установлено влияние магнитного поля на герметичность комбинированного уплотнения МЖ – эластичный уплотнитель. Это свидетельствует о влиянии МЖ на герметизирующие свойства статического уплотнения. При этом установлено влияние величины индукции на герметичность. Так, наиболее эффективно магнитное поле влияет до индукций  $B < 0,4$  Тл. Дальнейшее увеличение индукции не вызывает изменения герметичности статического уплотнения.

Величина индукции при проведении исследований предварительно определялась в зазоре, в котором устанавливалось статическое уплотнение. При измерениях статическое уплотнение удалялось из канавки, предназначенной для его установки. Исследовано так же влияние обработки канавки под уплотнитель на герметичность уплотнения МЖ – статический уплотнитель. При испытаниях установлено, что введение в комбинированное уплотнение МЖ приводит к увеличению его герметичности, при этом с увеличением шероховатости это влияние МЖ проявляется в большей мере. Это происходит из-за проникновения МЖ в шероховатости уплотняемой поверхности под действием магнитных сил  $F_m$ , которые возрастают при действии неоднородного магнитного поля.

Этому процессу увеличения адгезии МЖ способствует так же наличие в МЖ ПАВ. Поэтому контактные давления можно создавать меньшей величины для деформирования эластичного уплотнителя. Движения подвижного полюса 2 при работе МЖУ (рис.1) возможны разнообразного типа: возвратно-поступательные, вращательные, комбинированные и другие. В этом случае статический уплотнитель 9 может демпфировать притяжения полюса подвижного к неподвижному 3, 4 за счет упругих свойств статического уплотнения, которые длительно сохраняются, если ограничены процессы старения за счет введения в рабочий зазор МЖ.

При радиальном перемещении полюса 2 относительно статического уплотнителя возникающее трение зависит от магнитной силы действующей в осевом направлении  $F_m$  и от реологических свойств МЖ, которая проникает в этот зазор. Величина зазора между подвижным полюсом 2 и эластичным уплотнителем мала и определяется в основном микронеровностями на поверхности полюса 2, которая находится во взаимодействии с уплотнителем. Однако, как показали исследования взаимодействия манжетного уплотнения с вращающимся валом [3] при введении в рабочий зазор манжеты МЖ присутствие ее в зазоре изменяет рабочие параметры манжеты такие как: герметичность, собственный момент трения, момент трения при страгивании уплотняемого вала, названный пусковым моментом, диапазон рабочих температур манжеты. Следовательно, установка эластичного уплотнителя в термоуправляемом магнитожидкостном уплотнении непосредственно в рабочей зоне этого устройства не приведет к «схватыванию» подвижного полюса 2 с эластичным уплотнителем и к изменению рабочих параметров уплотнения в направлении их ухудшения.

Рассматривая взаимодействие МЖ с эластичным уплотнителем, которые широко распространены в уплотнительной технике (резиновые уплотнения) возможно сделать вывод, что МЖ как материал обладающий свойствами жидкости, вязкостью которой управляют с помощью магнитного поля и высоковязкий материал – резина при совместном использовании взаимно повышают свои рабочие характеристики. Таким образом возможно создавать более надежные и долговечные уплотнительные устройства. Такие уплотнения названные комбинированными расширяют сферу применения МЖ. Для аварийно-спасательной техники применение МЖ, например, в герметизирующих устройствах водяных насосов позволит увеличить надежность их работы в дежурном и рабочем режиме, а так же при запуске в работу после их статического положения.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Патент 2186275 Российская Федерация. МПК 7 F 16 J 15/43. Термоуправляемое магнитожидкостное уплотнение [Текст]. Сизов А.П., Смирнов Н.А., Виноградов Е.А., Серов Ю.П., Подгорков В.В., Торопов А.В.: Заявитель и патентообладатель АО «Яковлевский льнокомбинат», Ивановская государственная сельскохозяйственная академия, ивановский государственный энергетический университет – 20010901/06, заявл. 11.04.2000 опубл. 27.07.2002. Бюл. 8-5 с.: Ил.
2. Евсин С.И., Соколов Н.А., Страдомский Ю.И. Исследование уноса магнитной жидкости в гермитизаторах ввода, возвратно-поступательного движения // Материалы 12-го Рижского совещания по магнитной гидродинамике. Т.4. Саласпилс: Ин-т. физики АН Латв. ССР. 1987. С. 7-10.
3. А.С. № 1499037 А1 МКИ F 16 J 15/43. Магнитожидкостное уплотнение. Ю.О. Михалев, А.А. Антонов, В.И. Никитин и др. Опубл. в Б.И. №29, 07.08.89.

## РАСЧЕТ ФАКТИЧЕСКОЙ ПЛОЩАДИ КОНТАКТА В ПОДШИПНИКАХ СКОЛЬЖЕНИЯ ПРИ ГРАНИЧНОЙ СМАЗКЕ

**Полетаев В.А., Пахолкова Т.А., Власов А.М.,**  
Ивановский государственный энергетический университет  
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 более 200 трудов. Доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой Технологии машиностроения ИГЭУ.



Пахолкова Татьяна Александровна – старший преподаватель кафедры Начертательной геометрии и черчения ИГЭУ. Имеет 10 научных публикаций.



Власов Алексей Михайлович–аспирант кафедры Технологии машиностроения ИГЭУ.

В подшипниках скольжения между валом и втулкой возникают силы трения скольжения, которые стараются максимально уменьшить, чтобы снизить непроизводительные затраты энергии и износ взаимодействующих деталей. Для этой цели в опорах скольжения применяют смазочные материалы (ферромагнитные жидкости). В зависимости от конструкционных и эксплуатационных параметров в подшипниках скольжения могут создаваться режимы для гидродинамической или газодинамической смазки. Поэтому подшипники скольжения принято разделять на подшипники, работающие в режимах газодинамической, гидродинамической (жидкостной), полужидкостной и граничной смазок.

Толщина слоя смазочного материала при **граничной смазке** такова, что свойства материала в этом слое резко отличаются от объемных. Учитывая, что расчет подшипников скольжения, работающих в условиях гидродинамической смазки, хорошо известен, а также то, что изнашивание деталей подшипника при этом происходит только во время пуска и остановки машины, рассмотрим подшипники, работающие в условиях внешнего трения. К подшипникам скольжения, работающим в этих условиях, относятся подшипники, в которых создается граничная смазка или она отсутствует. В подшипнике скольжения взаимодействие между валом и втулкой осуществляется через пленки, покрывающие их поверхности. Важнейшими характеристиками подшипников скольжения, работающих в условиях внешнего трения, является их нагрузочная способность, потери на трение и износостойкость несущих деталей подшипника. Обычно наибольшее внимание обращается на первые два фактора. Однако вследствие изнашивания поверхностей трения изменяются размеры сопряжения, диаметр вала уменьшается, а внутренний диаметр втулки увеличивается, что приводит к возрастанию динамических нагрузок, увеличению потерь на трение и выходу подшипника из строя.

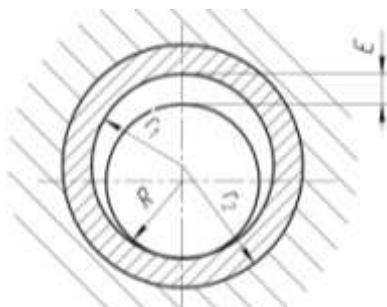


Рис. 1. Схема подшипника скольжения

При отсутствии внешней нагрузки из-за различия в размерах вала и втулки между ними имеется радиальный зазор (рис. 1):

$$\varepsilon = r_1 - R,$$

где  $r_1$  – внутренний радиус втулки;  $R$  – радиус вала.

В результате приложения нагрузки происходит деформирование втулки. Ось вала и втулки при отсутствии вращения вала смещается на расстояние  $\delta$ . Это смещение обусловлено сближением поверхностей вала и втулки, происходящим под действием нагрузки, и объемными деформациями материала втулки.

Момент трения в этих условиях определяется величинами волн и шероховатости наружной поверхности вала и внутренней поверхностью втулки, температурой в рабочем зазоре.

Известно, что поверхности реальных тел не являются идеально гладкими. При соприкосновении двух таких поверхностей контакт не будет сплошным. Лишь отдельные участки поверхности будут воспринимать приложенную к телам нагрузку. Сумма таких дискретных площадок контакта образует фактическую площадь контакта, которая определяет ту область поверхности соприкасающихся тел, где реализуется их силовое взаимодействие. Следовательно, при прочих равных условиях сила трения будет тем больше, чем больше площадь фактического контакта. При этом поверхностное разрушение твердых тел в процессе трения (износ) также связано с величиной фактической площади контакта, так как ее размерами определяются наиболее напряженные объемы приповерхностных слоев. Модель шероховатого тела может быть представлена набором выступов, причем последнее необходимо описать рядом параметров, характеризующих их геометрическую форму. Надо обладать большим воображением, чтобы в реальных очертаниях выступов увидеть правильную геометрическую фигуру. Однако в интересах простоты и наглядности конечного результата необходимо модель единичного выступа выбрать именно из ряда простейших геометрических фигур.

Наибольшее распространение в теории контактирования и износа получили сферическая модель, разработанная И.В. Крагельским и Н.Б. Демкиным, и эллипсоидная модель, разработанная Э.В. Рыжовым. Волны могут образовываться на поверхности детали в двух взаимно перпендикулярных направлениях, причем для продольной волнистости имеют место большие значения параметров волнистости, чем для поперечной.

Итак, моделируем отдельные микронеровности шероховатой металлической поверхности в виде сферических сегментов, а волны – в виде эллипсоидов. Рассмотрим вначале контакт абсолютно твердой шероховатой поверхности с гладкой упругой плоскостью. Шероховатая поверхность моделируется в виде набора сферических выступов радиуса  $R$ , закон распределения вершин которых по высоте задается степенной функцией [1]

$$\varphi = \frac{n_r}{n_a} = C \cdot \varepsilon^x, \quad (1.)$$

где  $\varphi$  – отношение числа контактирующих выступов  $n_r$  к числу выступов поверхности  $n_a$ .

$$\varepsilon = \frac{d}{R_{\max}}, \quad (2)$$

где  $d$  – сближение, равное внедрению наиболее высокого выступа шероховатой поверхности в упругую плоскость;  $R_{\max}$  – максимальная высота выступов;  $C$  и  $X$  – константы.

Сближение отдельного выступа с упругой плоскостью (магнитной жидкостью) может быть вычислено по формуле:

$$d_i = \frac{0,66 \cdot P_i^{2/3} (1 - \mu^2)^{2/3}}{E^{2/3} \cdot R^{1/3}},$$

где  $E$  – модуль упругости гладкой упругой плоскости (магнитной жидкости);  $P_i$  – нагрузка на единичный выступ;  $\mu$  – коэффициент Пуассона;  $R$  – радиус сферических выступов.

Нагрузка, воспринимаемая единичным выступом при относительной деформации,  $\varepsilon_i$  равна:

$$P_i = K_1 \cdot \varepsilon_i^{3/2} = K_1 (\varepsilon_i - \varepsilon)^{3/2}; \quad K_1 = \frac{1,86}{1 - \mu^2} \cdot E \cdot R^{1/2} R_{\max}^{3/2}$$

Полная нагрузка, приложенная к поверхности, будет равна:

$$P = \sum P_i = \int_0^{n_r} dn_r = \int_0^{\varepsilon_1} K_1 \cdot n_a \cdot C \cdot X (\varepsilon_1 - \varepsilon)^{3/2} \cdot d\varepsilon \quad (3)$$

где  $dn_r = n_a \cdot C \cdot X \cdot \varepsilon^{x-1} \cdot d\varepsilon$ .

Произведя интегрирование и выражая  $\varepsilon$  получим

$$\varepsilon = \left( \frac{P}{K_2 \cdot K_1 \cdot n_a \cdot C} \right)^{\frac{2}{2x+3}}.$$

где  $K_2$  – коэффициент, зависящий от  $X$ .

Или, подставляя значение  $K_1$ , получим

$$\varepsilon = \left[ \frac{(1 - \mu^2) P}{K_2 \cdot 1,86 \cdot E \cdot R^{1/2} \cdot R_{\max}^{3/2} \cdot n_a} \right]^{\frac{2}{2x+3}} = \left[ 0,53 \frac{(1 - \mu^2) P}{K_2 \cdot n_a \cdot C \cdot E \cdot R^{1/2} \cdot R_{\max}^{3/2}} \right]^{\frac{2}{2x+3}} \cdot P^{\frac{2}{2x+3}} \quad (4)$$

Площадь фактического контакта двух поверхностей можно определить, пользуясь кривой опорной поверхности [2].

Начальную часть кривой опорной поверхности можно описать уравнением вида:

$$\eta_{\text{л}} = \frac{A_{\text{r}}}{A_{\text{a}}} = \frac{1}{2} b \cdot \varepsilon^{\nu} \quad (5)$$

где  $A_{\text{r}}$  – фактическая площадь контакта;  $A_{\text{a}}$  – номинальная площадь контакта;  $b$  и  $\nu$  – константы, характеризующие опорную кривую.

Согласно формулам Герца площадь единичного выступа пропорциональна его сближению, т.е.  $A_{\text{i}} = \pi \cdot R \cdot d_{\text{i}}$  или

$$A_{\text{i}} = A' \frac{d_{\text{i}}}{d} = A' \frac{R_{\text{max}}}{D} \cdot \varepsilon,$$

где  $A'$  – площадь контакта самого высокого выступа при сближении  $d$ .

Тогда

$$A_{\text{r}} = \int_0^{\eta_{\text{r}}} A_{\text{i}} \cdot d\eta_{\text{r}} = \frac{A' \cdot R_{\text{max}} \cdot n_{\text{a}} \cdot C \cdot x}{d} \int_0^{\varepsilon_1} \varepsilon^{x-1} (\varepsilon_1 - \varepsilon) d\varepsilon = \frac{\pi \cdot R \cdot R_{\text{max}} \cdot n_{\text{a}} \cdot C}{x+1} \quad (6)$$

Из формулы (5) имеем

$$A_{\text{r}} = \frac{1}{2} A_{\text{a}} \cdot b \cdot \varepsilon^{\nu} \quad (7)$$

Сравнивая (6) и (7) найдем

$$C = \frac{A_{\text{a}} \cdot b \cdot \nu}{2 \cdot \pi \cdot R \cdot R_{\text{max}} \cdot n_{\text{a}}} \quad (8)$$

Подставляя (3), (4) и (5) в (7) получим

$$\eta_{\text{л}} = \frac{A_{\text{r}}}{A_{\text{a}}} = \left( \frac{b^{\frac{2\nu+1}{2\nu}} \cdot 0,53(1-\mu^2) 2 \cdot \pi \cdot R^{1/2}}{K_2 \cdot b \cdot \nu \cdot 2^{\frac{2\nu+1}{2\nu}} \cdot R_{\text{max}}^{1/2}} \right)^{\frac{2\nu}{2\nu+1}} \cdot \left( \frac{P}{A_{\text{a}} \cdot E} \right)^{\frac{2\nu}{2\nu+1}} = \quad (9)$$

$$= \left( \frac{b^{\frac{1}{2\nu}} \cdot 0,53(1-\mu^2) \pi \cdot R^{1/2}}{K_2 \cdot \nu \cdot 2^{\frac{1}{2\nu}} \cdot R_{\text{max}}^{1/2}} \right)^{\frac{2\nu}{2\nu+1}} \cdot \left( \frac{q}{E} \right)^{\frac{2\nu}{2\nu+1}}.$$

где  $q$  – номинальное удельное давление;  $R$  – радиус закругления выступов;  $R_{\text{max}}$  – максимальная высота неровностей;  $E$  – модуль упругости МЖ.

Формула (9) относится к плоскому контакту. При наличии волнистости необходимо рассчитать контурную площадь касания  $A_{\text{c}}$ , т.к. фактические пятна контакта будут возникать на вершинах волн.

Считаем, что все вершины волн каждой поверхности (наружной поверхности вала и внутренней поверхности втулки) расположены на одном уровне.

Сближение двух волнистых поверхностей можно вычислить по формуле

$$Y_{\bar{A}} = \frac{0,271}{\pi} \cdot \frac{J}{V_1} \sqrt{\vartheta_1^2 \cdot \sum \rho \cdot P^2}, \quad (10)$$

где  $\vartheta_1$  – коэффициент эластичности;  $\vartheta_1 = \vartheta_M + \vartheta_x$ ;

$\vartheta_M$  – коэффициент эластичности металла втулки;  $\vartheta_x$  – коэффициент эластичности металла вала;  $V_1$  – коэффициент, зависящий от геометрии волнистой поверхности.

$$\vartheta_M = \frac{(1-\mu^2)}{E}; \sum \rho = (\rho_{\text{пр1}} + \rho_{\text{пр2}} + \rho_{\text{поп1}} + \rho_{\text{поп2}})$$

$\sum \rho$  – сумма кривизны в главных нормальных сечениях поверхностей вала и втулки;

$$\rho_{\text{пр1}} = \frac{1}{R_{\text{пр1}}}; \rho_{\text{пр2}} = \frac{1}{R_{\text{пр2}}}; \rho_{\text{поп1}} = \frac{1}{R_{\text{поп1}}}, \rho_{\text{поп2}} = \frac{1}{R_{\text{поп2}}}$$

где  $R_{\text{пр1}}$ ;  $R_{\text{поп1}}$ ;  $R_{\text{пр2}}$ ;  $R_{\text{поп2}}$  – радиусы в продольном и поперечном сечении поверхностей вала и втулки;  $J$  – интеграл, зависящий от  $\cos \tau$ ;  $\cos \tau$  – обозначение Герца;

$$\cos \tau = \frac{B-A}{B+A}; A+B = \frac{1}{2} \sum \rho;$$

$$B-A = \frac{1}{2} \left[ (\rho_{\text{пр1}} - \rho_{\text{поп1}})^2 + (\rho_{\text{пр2}} - \rho_{\text{поп2}})^2 + 2(\rho_{\text{пр1}} - \rho_{\text{поп1}}) + (\rho_{\text{пр2}} - \rho_{\text{поп2}}) \cos 2\Psi \right]^{0,5},$$

где  $\Psi$  – угол между продольной и поперечной плоскостями, в которых определяется кривизна  $\rho$ , в данном случае  $\Psi = 90^\circ$ .

Обозначим через  $h_1$  и  $h_2$  высоты волн поверхностей, соответственно, вала и втулки.

Величина нагрузки, приходящаяся на пару контактирующих волн, определяется по формуле

$$P_i = \frac{Y_b^{3/2} \cdot V_1^{3/2} \cdot \pi^{3/2}}{0,271^{3/2} \cdot J^{3/2} \cdot \vartheta_1 \cdot \sum \rho_b^{1/2}} = \frac{Y_b^{3/2}}{0,141^{3/2} \cdot \vartheta_1 \cdot \sum \rho_b^{1/2}} \left( \frac{V_1 \pi}{J} \right)^{3/2}. \quad (11)$$

Число вероятных контактов волн поверхностей вала и втулки определим из формулы.

$$Z_b = \frac{2\pi(R_1 + R_2)A_a \cdot Y_b}{\ell_{\text{пр1}} \cdot \ell_{\text{поп1}} \cdot \ell_{\text{пр2}} \cdot \ell_{\text{поп2}}} = \frac{2\pi(R_1 + R_2)A_a \cdot Y_b}{\Pi \ell}, \quad (12)$$

где  $R_1$  и  $R_2$  – приведенные радиусы кривизны волн поверхностей, соответственно, вала и втулки;

$\ell_{\text{пр1}}$  и  $\ell_{\text{пр2}}$ ,  $\ell_{\text{поп1}}$  и  $\ell_{\text{поп2}}$  – длины волн поверхностей, соответственно, вала и втулки в продольном и поперечном направлениях.

$$R_1 = \sqrt{R_{\text{пр1}} \cdot R_{\text{поп1}}}; \quad R_2 = \sqrt{R_{\text{пр2}} \cdot R_{\text{поп2}}},$$

$$\Pi \ell = \ell_{\text{пр1}} \cdot \ell_{\text{поп1}} \cdot \ell_{\text{пр2}} \cdot \ell_{\text{поп2}}$$

Суммарная нагрузка на всю площадь контакта поверхностей вала и втулки равна:

$$P = P_1 \cdot Z_b = \frac{2\pi(R_1 + R_2)A_a \cdot Y_b}{\dot{I} \ell} \cdot \frac{Y_b^{3/2}}{0,141 \cdot \vartheta_1 \cdot \sum \rho_b^{1/2}} \cdot \left( \frac{V_1 \pi}{J} \right)^{3/2} = \quad (13)$$

$$= \frac{2\pi(R_1 + R_2)}{0,141 \cdot \dot{I} \ell \cdot \vartheta_1 \cdot \sum \rho_b^{1/2}} \cdot \left( \frac{V_1 \pi}{J} \right)^{3/2} \cdot Y_b^{5/2} \cdot A_a.$$

$$Y_b = 0,271 \left( \frac{Y}{\pi V_1} \right) \sqrt[3]{\vartheta_1^2 \cdot \sum \rho_b P^2}; \quad a_i = V_1 \left( \frac{8}{3} \cdot \frac{P}{\sum \rho_b} \cdot \vartheta_1 \right)^{1/3}$$

$$d_i = V_2 \left( \frac{8}{3} \cdot \frac{P}{\sum \rho_b} \cdot \vartheta_1 \right)^{1/3},$$

где  $a_i$  и  $d_i$  – полуоси площадки контакта двух волн поверхностей вала и втулки;  $V_1$  и  $V_2$  – коэффициенты, зависящие от геометрии поверхности волн вала и втулки.

Имеем

$$A_c = A_{ci} \cdot Z_b = \frac{1,92}{0,271} \pi \cdot \frac{Y_b}{\sum \rho_b} \cdot \frac{Y_1^2 \cdot V_2 \cdot \pi}{J} \cdot \frac{2\pi(R_1 + R_2) A_a \cdot Y_b}{\dot{I} \ell} =$$

$$= \frac{1,92}{0,271} \pi^2 \cdot \frac{R_1 + R_2}{\dot{I} \ell} \cdot \frac{V_1^2 \cdot V_2 \cdot \pi}{J} A_a \cdot Y_b^2. \quad (14)$$

$$Y_b = \left( \frac{0,271 \cdot \sum \rho_b \dot{I} \ell}{1,92 \cdot 2 \cdot \pi^2 (R_1 + R_2)} \right) \cdot \left( \frac{Y}{V_1^2 \cdot V_2 \cdot \pi} \right)^{1/2}.$$

Но в свою очередь  $Y_b = h_1 + h_2$ ,

Тогда

$$h_1 + h_2 = \left( \frac{0,271}{1,92 \cdot 2} \cdot \frac{\sum \rho_b \Pi \ell}{\pi^2 (R_1 + R_2)} \cdot \frac{Y}{V_1^2 \cdot V_2 \cdot \pi} \right)^{1/2}$$

Контурная площадь  $A_c$  равна

$$A_c = \frac{0,947 \cdot 4\pi^2 (R_1 + R_2) V_1^2 \cdot V_2 \cdot \pi \cdot Y_b^2}{0,271 \cdot \sum \rho_b \cdot \Pi \ell \cdot J} =$$

$$= \frac{1,2\pi (R_1 + R_2)^{0,1} \vartheta_1^{0,8} \cdot V_1^{0,6} \cdot V_2}{(h_1 + h_2)^{0,2} \cdot \Pi \ell^{0,1} \cdot \sum \rho_b^{0,5}} \cdot \frac{J^{0,3} \cdot q^{0,8} \cdot A_a}{\pi^{0,3}}.$$

Далее

$$\eta_3 = \frac{A_c}{A_a} = \frac{1}{2} \pi \frac{(R_1 + R_2)^{0,1} \cdot \vartheta_1^{0,8} \cdot V_1^{0,6} \cdot V_2^{0,9} \cdot J^{0,3} \cdot q^{0,8}}{(h_1 + h_2)^{0,2} \cdot \Pi \ell^{0,1} \cdot \sum \rho_b^{0,5} \cdot \pi^{0,3}}. \quad (15)$$

Имеем

$$\eta_1 = \eta_2 \cdot \eta_3; \quad \eta_2 = \frac{A_r}{A_c}; \quad \eta_3 = \frac{A_c}{A_a}.$$

$$\eta_1 = \frac{A_r}{A_a} = \left( \frac{0,53 \cdot b^{2V} \cdot \pi (1 - \mu^2) R^{0,5}}{2^{2V} \cdot K_2 \cdot V \cdot R_{\max}} \right)^{\frac{2V}{2V+1}} \left( \frac{P}{A_a \cdot E} \right)^{\frac{2V}{2V+1}}.$$

т.к. при наличии волнистости относительную площадь надо относить не к номинальной, а к контурной, то получим

$$\eta_2 = \frac{1}{2} b \cdot \left( \frac{1,06\pi \cdot (1 - \mu^2) R^{0,5}}{K_2 \cdot V \cdot b \cdot R_{\max}^{0,5} \cdot E} \right)^{\frac{2V}{2V+1}} \left( \frac{P_i}{A_{ci}} \right)^{\frac{2V}{2V+1}}.$$

$P_i$  – нагрузка на одну контурную площадку  $A_{ci}$ ,

но так как  $P_i = \frac{P}{Z_b}$ , то

$$\begin{aligned} \eta_2 &= \frac{1}{2} b \cdot K^{\frac{2V}{2V+1}} \left( \frac{P}{Z_b \cdot A_{ci}} \right)^{\frac{2V}{2V+1}} = \frac{1}{2} b \cdot K^{\frac{2V}{2V+1}} \left( \frac{P}{A_c} \right)^{\frac{2V}{2V+1}} = \\ &= \frac{1}{2} b \cdot K^{\frac{2V}{2V+1}} \left[ \left( \left( \frac{P}{A_a} \right)^{0,2} \cdot \frac{(h_1 + h_2)^{0,2} \cdot \Pi \ell^{0,1} \cdot \sum \rho b^{0,5} \cdot \pi^{0,3}}{1,2\pi(R_1 + R_2)^{0,1} \cdot g^{0,8} \cdot V_1^{0,6} V_2^{0,9} \cdot J^{0,3}} \right) \right]^{\frac{2V}{2V+1}}. \end{aligned} \quad (16)$$

где

$$K = \left( \frac{1,06\pi \cdot (1 - \mu^2) R^{0,5}}{K_2 \cdot V \cdot b \cdot R_{\max}^{0,5} \cdot E} \right)$$

Тогда имеем

$$\eta_1 = \eta_2 \cdot \eta_3 = \frac{A_r}{A_a} = \frac{1}{2} b \cdot K^{\frac{2V}{2V+1}} \left( \frac{1}{D_1} q \right)^{\frac{2V}{2V+1}} D_1 \quad (17)$$

где

$$D_1 = 1,2\pi \frac{(R_1 + R_2)^{0,1} g_1^{0,8} \cdot V_1^{0,6} V_2^{0,9} \cdot J^{0,3} \cdot q^{0,8}}{(h_1 + h_2)^{0,2} \cdot \Pi \ell^{0,1} \cdot \sum \rho_b^{0,5} \cdot \pi^{0,3} \cdot 0,1}$$

Формула (17) необходима для расчета фактической площади контакта внутренней поверхности втулки и наружной поверхности вала при граничной смазке для случая расположения вершин волн контактирующих поверхностей на одном уровне и для определения момента трения [3].

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Крагельский, Н.В., Добычин М.Н., Комбалов В.С. Основы расчетов на трение и износ / Н.В. Крагельский. – М.: Машиностроение, 1977. – 52 с.
2. Демкин, Н.Б., Рыжов Э.В. Качество поверхности и контакт деталей машин / Н.Б. Демкин, Э.В. Рыжов. – М.: Машиностроение, 1981. – 244 с.
3. Полегаев, В.А., Перминов С.М., Пахолкова Т.А. Исследование магнитного поля в рабочем зазоре с шероховатой магнитопроводящей поверхностью трения. / Вестник ИГЭУ. Вып.2–Иваново, 2012. С. 36-39

## ИССЛЕДОВАНИЕ МОМЕНТОВ ТРЕНИЯ В РАБОЧЕМ ЗАЗОРЕ МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ ГЕРМЕТИЗАТОРОВ

**Полетаев В.А., Власов А.М., Арефьев И.М.**

Ивановский государственный энергетический университет  
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 более 200 трудов. Доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой Технологии машиностроения ИГЭУ.



Власов Алексей Михайлович—аспирант кафедры Технологии машиностроения ИГЭУ.



Арефьев Игорь Михайлович - заведующий проблемной научно-исследовательской лабораторией прикладной феррогидродинамики (ПНИЛ ПФГД), доцент кафедры химии и химических технологий в энергетике ИГЭУ. Окончил Ивановский государственный химико-технологический университет в 2006 году. В 2009 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата химических наук. Имеет 84 научные публикации.

Момент трения является одним из важнейших параметров магнитожидкостных герметизаторов, который влияет на величины передаваемых моментов и мощности. На момент трения магнитожидкостного устройства влияет вязкость используемой магнитной жидкости, напряженность магнитного поля, градиент скорости сдвига в рабочем зазоре устройства, величина рабочего зазора, включающая величины шероховатости поверхностей полюсов и втулки, контактирующих с магнитной жидкостью.

Для определения влияния величины шероховатости на момент трения и температуру в рабочем зазоре магнитожидкостного устройства была спроектирована и изготовлена установка, показанная на рис.1.

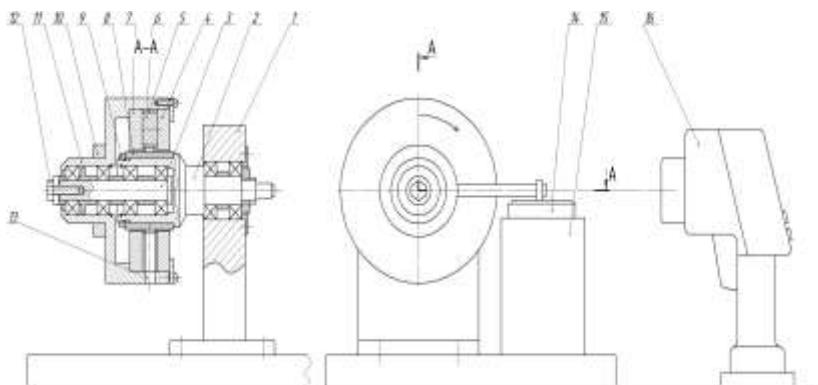


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – стойка; 2 – подвижный вал; 3 – неподвижный вал; 4 – съемный полюс; 5 – диск (обойма); 6 – магнит; 7 – съемный полюс; 8 – сменная втулка; 9 – гайка; 10 – хомут; 11 – корпус; 12 – болт; 13 – отверстие для измерения температуры ; 14– весы; 15 – стойка; 16 – тепловизор.

Магнитная жидкость размещается с равномерном рабочем зазоре с однородным магнитным полем между сменными полюсами 4 и сменной втулкой 9. 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 электронными весами 14. Сменные втулки вала 9 выполнены из стали 3. Температура на поверхности сменной втулки 8 измеряется через отверстие 13 при помощи тепловизора 16.

На рис.2 показана фотография экспериментальной установки.

В процессе работы в магнитно-жидкостном герметизаторе выделяется тепловая энергия, прежде всего за счет вязкостного трения слоев магнитной жидкости. Количество тепла, выделяемое в жидком элементе, практически все идет на его нагрев, что, возможно, создает конвективные течения. Увеличение температуры ведет к уменьшению вязкости жидкости и некоторому снижению ее магнитных свойств

В данной работе приведены результаты исследований магнитной-жидкости типа МКУ-100-40.

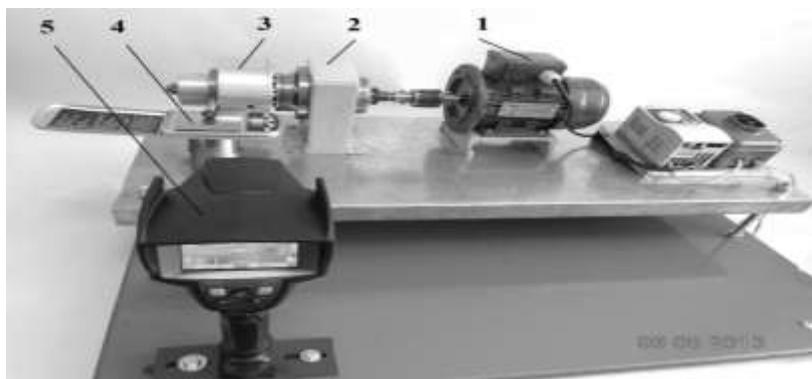


Рис. 2. Фотография экспериментальной установки: 1 – двигатель; 2 – стойка; 3 – корпус; 4 – весы; 5 – термовизор

На рис. 3, 5, 7 представлены зависимости момента трения от температуры в рабочем зазоре, образованном сменной втулкой (сталь 3,  $Ra = 0,354$  мкм,  $Ra = 1,220$  мкм,  $Ra = 7,210$  мкм,) и сменным полюсом (сталь 3;  $Ra = 3,301$  мкм) и заполненным магнитной жидкостью типа МКУ 100-40, с разными частотами вращения втулки.

На рис. 4, 6, 8 показаны зависимости температуры в рабочем зазоре, образованном сменной втулкой (сталь 3,  $Ra = 0.354$  мкм,  $Ra = 1,220$  мкм,  $Ra = 7,210$  мкм) и сменным полюсом (сталь 3;  $Ra = 3,301$  мкм) и заполненным магнитной жидкостью типа МКУ 100-40 от времени работы установки, с разными частотами вращения втулки.

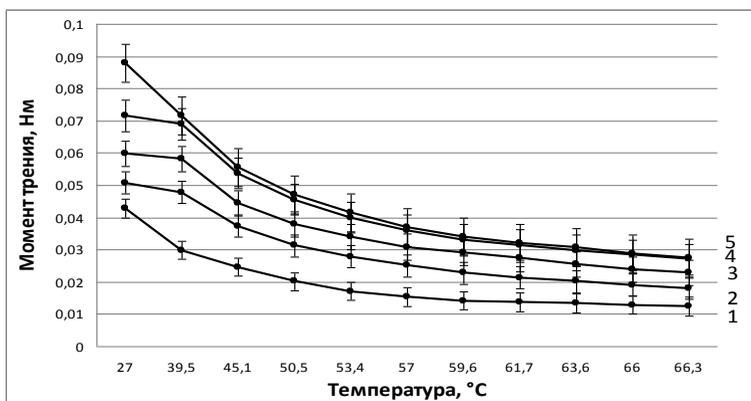


Рис. 3. Зависимость момента трения от температуры в рабочем зазоре, образованном сменной втулкой (сталь 3,  $Ra=0.354$  мкм) и сменным полюсом (сталь 3;  $Ra=3,301$  мкм) и заполненным магнитной жидкостью типа МКУ 100-40, с разными частотами вращения втулки: 1 – 556 об/мин; 2 – 1146 об/мин; 3 – 1793 об/мин; 4 – 2331 об/мин; 5 – 2897 об/мин

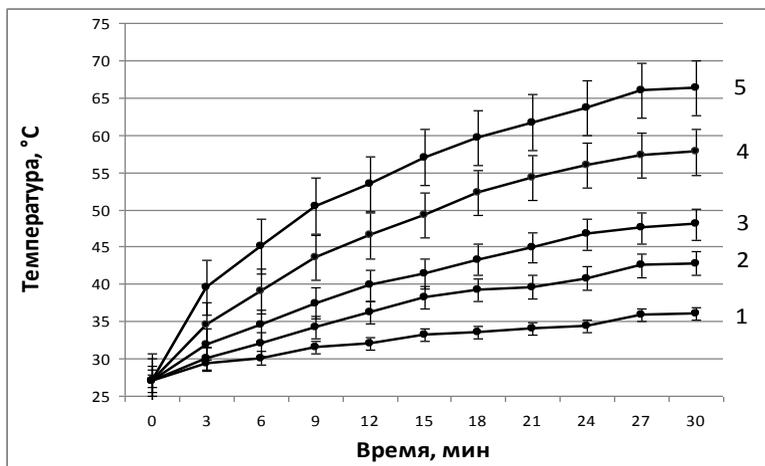


Рис. 4. Зависимость температуры в рабочем зазоре, образованном сменной втулкой (сталь 3,  $Ra=0.354$  мкм) и сменным полюсом (сталь 3,  $Ra=3,301$  мкм) и заполненным магнитной жидкостью типа МКУ 100-40 от времени работы установки, с разными частотами вращения втулки: 1 – 556 об/мин; 2 – 1146 об/мин; 3 – 1793 об/мин; 4 – 2331 об/мин; 5 – 2897 об/мин

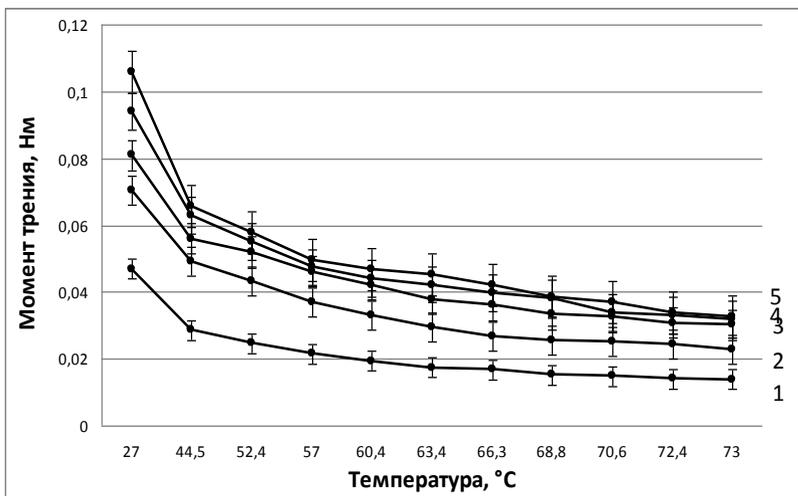


Рис. 5. Зависимость момента трения от температуры в рабочем зазоре, образованном сменной втулкой (сталь 3,  $Ra=1,220$  мкм) и сменным полюсом (сталь 3;  $Ra=3,301$ мкм) и заполненным магнитной жидкостью типа МКУ 100-40, с разными частотами вращения втулки: 1 – 556 об/мин; 2 – 1146 об/мин; 3 – 1793 об/мин; 4 – 2331 об/мин; 5 – 2897 об/мин

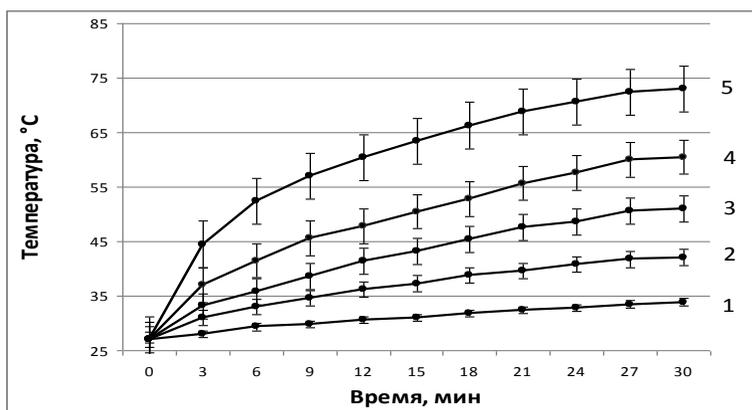


Рис. 6. Зависимость температуры в рабочем зазоре, образованном сменной втулкой (сталь 3,  $Ra=1,220$  мкм) и сменным полюсом (сталь 3;  $Ra=3,301$ мкм) и заполненным магнитной жидкостью типа МКУ 100-40 от времени работы установки, с разными частотами вращения втулки: 1 – 556 об/мин; 2 – 1146 об/мин; 3 – 1793 об/мин; 4 – 2331 об/мин; 5 – 2897 об/мин

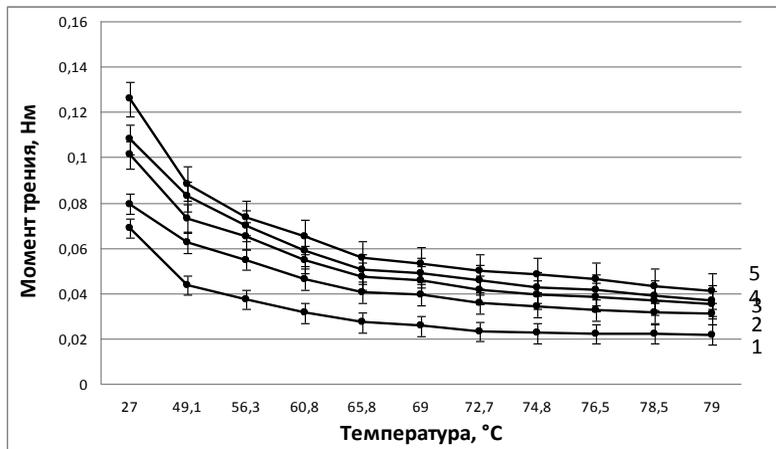


Рис. 7. Зависимость момента трения от температуры в рабочем зазоре, образованном сменной втулкой (сталь 3,  $Ra=7,210$  мкм) и сменным полюсом (сталь 3;  $Ra=3,301$  мкм) и заполненным магнитной жидкостью типа МКУ 100-40, с разными частотами вращения втулки: 1 – 556 об/мин; 2 – 1146 об/мин; 3 – 1793 об/мин; 4 – 2331 об/мин; 5 – 2897 об/мин

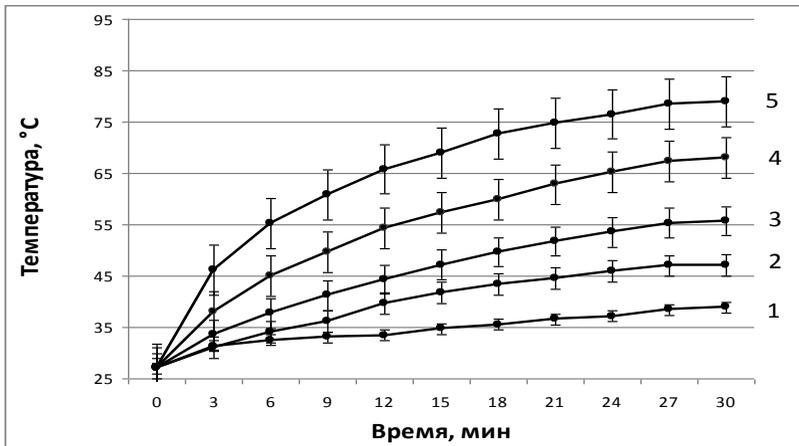


Рис. 8. Зависимость температуры в рабочем зазоре, образованном сменной втулкой (сталь 3,  $Ra=7,210$  мкм) и сменным полюсом сталь 3;  $Ra=3,301$  мкм) и заполненным магнитной жидкостью типа МКУ 100-40 от времени работы установки, с разными частотами вращения втулки: 1 – 556 об/мин; 2 – 1146 об/мин; 3 – 1793 об/мин; 4 – 2331 об/мин; 5 – 2897 об/мин

### **Выводы**

В результате проведенных экспериментов выявлено, что момент трения магнитожидкостных устройств зависит от величины шероховатости поверхностей полюсов и втулки, контактирующих с магнитной жидкостью разного типа и температуры в рабочем зазоре. Применение втулок с малой величиной шероховатости поверхности в рабочем зазоре позволит повысить эффективность и технико-экономические показатели большинства выпускаемых магнитожидкостных устройств.

### **БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК**

1. Перминов С.М., Полетаев В.А, Пахолкова Т.А.. Исследование магнитного поля в рабочем зазоре с шероховатой магнитопроводящей поверхностью трения электромеханического устройства. Вестник ИГЭУ, 2012. № 2, с. 36–39.
2. Полетаев В.А, Пахолкова Т.А.. Исследование моментов трения в рабочем зазоре герметизаторов при использовании разных типов магнитных жидкостей. Вестник ИГЭУ, 2012. № 4. с. 35–39.
3. Полетаев, В.А., Пахолкова Т.А., Власов А.М. Установка для исследования величины рабочего зазора на момент трения магнитожидкостных устройств. / Трение и смазка в машинах и механизмах. 2013- № 9. С.29-31.

## ПРИМЕНЕНИЕ НАНОПОРОШКОВ СИЛИКАТОВ В СМАЗОЧНЫХ МАТЕРИАЛАХ

**Зарубин В.П., Полетаев В.А., Киселев В.В.,  
Никитина С.А., Покровский А.А.**

ФГБОУ ВПО Ивановский институт Государственной противопожарной службы МЧС России

153040, г. Иваново, пр. Строителей, 33 [Slavakis76@mail.ru](mailto:Slavakis76@mail.ru)

ФГБОУ ВПО Ивановский государственный энергетический университет  
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34.

Факс: (4932) 385701; [E-mail: poletaev@tam.ispu.ru](mailto:poletaev@tam.ispu.ru)



Зарубин Василий Павлович – старший преподаватель кафедры механики и инженерной графики ФГБОУ ВПО Ивановского института ГПС МЧС России, канд. техн. наук, доцент. Закончил в 2003 году Ивановскую государственную сельскохозяйственную академию. Зарубиным В.П. опубликовано свыше 50 научных работ.



Киселев Вячеслав Валериевич – доцент кафедры механики и инженерной графики ФГБОУ ВПО Ивановского института ГПС МЧС России, канд. техн. наук, доцент. Закончил в 1999 году Ивановскую государственную текстильную академию. Киселевым В.В. опубликовано свыше 100 научных работ.



Полетаев Владимир Алексеевич окончил Ивановский энергетический институт в 1976 г. В 1997 г. защитил докторскую диссертацию. Опубликовал более 200 трудов. Доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой Технологии машиностроения ИГЭУ.



Никитина Светлана Александровна – начальник кафедры механики и инженерной графики ФГБОУ ВПО Ивановского института ГПС МЧС России, канд. техн. наук, доцент. Закончила в 1986 году Ивановскую государственную текстильную академию. Никитиной С.А. опубликовано 88 научных работ.



Покровский Аркадий Алексеевич - доцент кафедры механики и инженерной графики ФГБОУ ВПО Ивановского института ГПС МЧС России, канд. техн. наук. Закончил в 1996 году Ивановский государственный химико-технологический университет. Покровским А.А. опубликовано свыше 70 научных работ.

### *Введение.*

Повышение надежности автотранспортных средств, используемых в системе МЧС и в любой другой сфере, является важной хозяйственной задачей. Результаты анализа эксплуатационных испытаний пожарных автомобилей на пробеге, близких к капитальному ремонту, в качестве основной причины отказов указывают на преждевременный износ трущихся поверхностей [1]. Интенсивно используемая автомобильная техника подвержена негативным воздействиям ряда факторов. Это и неустановившийся режим работы, и реверс, и вибрации, и возможность попадания абразивных частиц в зону контакта трущихся поверхностей, и разнообразие внешних условий эксплуатации, вызванное как переменными нагрузками, так и изменениями в окружающей среде, – все это приводит к существенному повышению интенсивности изнашивания трущихся поверхностей деталей машин. Одним из способов повышения надежности пожарной техники является улучшение триботехнических показателей смазочных материалов. Авторами проводится активная работа по разработке различных присадок и добавок к смазочным материалам. В работе [1] описано действие разработанной присадки на основе солей мягких металлов, описано ее положительное действие на исследованные смазочные материалы. Однако в дальнейших исследованиях были выявлены ее недостатки, а именно невозможность растворения в синтетических маслах и в некоторых консистентных смазках. В последние годы широко используется в качестве наполнителя масел и смазок порошок измельченного природного серпентина. Природный серпентин – геомодификатор трения (ГМТ) содержит в виде примесей большое количество оксидов и других компонентов (алюминий, железо, никель, кремний, магний, асбест, шамот, базальт и др.), роль которых в зоне трения является неоднозначной. К недостаткам такого наполнителя можно отнести большой разброс по содержанию примесей и гранулометрическому составу измельченного минерала, присутствие в составе крупных твердых частиц, что может привести к абразивному износу антифрикционных сплавов. Эффективность наполнителей определяется поверхностными явлениями, возникающими на границе раздела фаз. С уменьшением размера частиц наполнителя увеличивается удельная поверхность и соответственно возрастает роль поверхностных явлений и связанная с ними активность добавок. Известно, что по химическому и фазовому составу порошки природного геомодификатора представляют собой классический магнезиально-железистый силикат (серпентин), являющийся формой целого ряда минеральных руд класса оливинов, конечными фазами которого являются форстерит ( $Mg_2SiO_4$ ) и фаялит

( $\text{Fe}_2\text{SiO}_4$ ). Поскольку минералы, входящие в состав геомодификаторов, химически инертны, то на эксплуатационные свойства масел они действия не оказывают. Изначально ГМТ представляют собой абразивные невысокой твердости частицы. Попав в зону трущихся деталей, они под воздействием энергии трения вступают в реакцию с металлом и образуют на нем гладкий металлокерамический слой (согласно рекламным описаниям), благодаря чему смазочные материалы с ГМТ могут применяться практически во всех машинах и механизмах. Большинство производителей, выпускающих металлокерамические восстановители в качестве наполнителя к маслам и смазкам, применяют природный серпентин и его разновидности. Основным недостатком при этом является сложность измельчения минерала. В большинстве патентов, описывающих подобные процессы, размер частиц порошков серпентина находится в пределах 1 – 40 мкм. А это значит, что часть наполнителя может задерживаться фильтрами, попадая в зазоры трущихся поверхностей крупные частицы минерала, работают как абразивные. Как следствие применения таких наполнителей – высокие значения интенсивности изнашивания – 3,2-5,2 мкм/км, и высокие значения коэффициентов трения – 0,08-0,16. Важным недостатком, на наш взгляд, является отсутствие систематических исследований работоспособности предлагаемых ГМТ. В технической литературе и патентах приводятся только данные по улучшению отдельных свойств или комплекса свойств.

*Постановка задачи.*

Не отрицая положительную роль порошка природного серпентина, как наполнителя, важной задачей, поставленной в данной работе, является разработка порошка искусственного серпентина, который, лишенный недостатков природного, являясь его аналогом с частицами наноразмеров, может являться универсальным наполнителем масел и смазок. Серпентин представляет собой слоистую разновидность гидросиликатов магния с общей формулой  $\text{Mg}_3\text{Si}_2\text{O}_5(\text{OH})_4$ . Он может быть синтезирован с применением геля кремниевой кислоты и соединений магния (растворимыми и не растворимыми). Золь-гель технология является основным методом синтеза антигорита различной степени дисперсности и большей степени чистоты, чем природный. Вторым способом получения искусственного серпентина является гидротермальный синтез. Такой способ получения смазочной композиции включает обработку смеси гидроокиси магния  $\text{Mg}(\text{OH})_2$  и кремнийорганического эфира при температуре свыше 300 °С и давлении свыше 3,5 МПа.

*Методика проведения эксперимента.*

Исследование полученных разными методами порошков серпентина проводили на рентгеновском дифрактометре ДРОН-2,0 – общего назначения. Параметры измерений были выбраны следующие: напряжение на рентгеновской трубке  $U = 40$  кВ; ток рентгеновской трубки  $I = 20$  мА; скорость счетчика равна  $4^\circ \text{ мин}^{-1}$ , излучение -  $\text{CuK}_\alpha$ .

Разработанные геомодификаторы выступали в качестве наполнителя к базовому маслу (И-20). На базе масла И-20 были получены смазочные композиции (№1, №2, №3), содержащие 10% геомодификатора трения. Композиция №1 содержит природный геомодификатор, №2 и №3 содержит 10 % искусственного аналога геомодификатора трения, полученного гидротермальным синтезом и по золь-гель технологии. Размер частиц синтезированного минерала, определяли с помощью лазерного дисперсионного анализатора микрочастиц «Analizetter 22». Триботехнические свойства разработанных серпентиноподобных соединений проводились по следующим методикам: частичный вкладыш и контртело (рис. 1) были изготовлены из стали 45 (ГОСТ 1050) с поверхностной твердостью (45 – 48) HRC. Все образцы имели рабочие поверхности с  $Ra = 0,16$  [2].

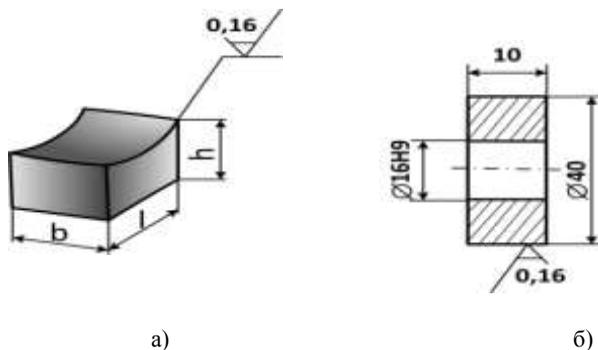


Рис.1. Частичный вкладыш (а) и контртело (б) для проведения испытаний на трение и изнашивание.

Исследование триботехнических характеристик разработанных присадок проводилось на машине для испытания материалов на трение и износ модели СМТ-1 (рис.2).

При исследовании износостойкости образца в присутствии разработанной смазочной композиции были выбраны усредненные режимы трения, применительно к режимам работы большинства узлов трения машин и аппаратов: скорость скольжения составляла 1 м/с; нагрузка повышалась ступенчато до резкого увеличения момента трения;

смазочная композиция вводилась в зону трения капельным способом – 8 – 10 капель в минуту.

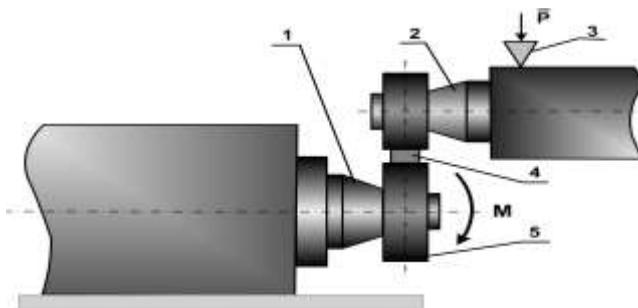


Рис. 2. Упрощенная схема узла трения машины СМТ – 1:  
1 – нижний (вращающийся) вал; 2 – верхний (неподвижный) вал;  
3 – нагружающее устройство; 4 – образец; 5 – контртело.

Поскольку, как известно из ранних работ, геомодификатор трения (ГТМ) организует на поверхностях контакта слой с повышенной микротвердостью, было исследовано изменение микротвердости поверхностного слоя образцов при изнашивании.

#### *Результаты и обсуждение.*

Из исследованных смазочных композиций следует выделить смазочную композицию №2. При введении в масло порошка этого наполнителя коэффициент трения снижается более чем в 5 раз при давлении до 3 МПа, интенсивность изнашивания уменьшается в 2 – 4 раза во всем диапазоне исследованных давлений. Улучшение триботехнических свойств масла можно объяснить образованием на поверхности стальных образцов слоя с повышенной микротвердостью (микротвердость поверхности трения увеличилась в 1,5 – 2 раза). Попадая в зону трения частицы наполнителя, под действием нагрузки, разрушаются с выделением большого количества тепла и внедряются, размягчая верхние слои металла. Повышенная микротвердость оказывает непосредственное влияние на снижение интенсивности изнашивания и, как следствие, продления срока службы узла трения. Изменение микротвердости поверхности трения стальных образцов показано на рис. 3.

Результаты триботехнических испытаний масла И-20 с 10 масс. % разработанных наполнителей представлены на рис. 4 и 5.

Анализируя результаты исследований можно сделать выводы:

1. Смазочная композиция №1 проявила себя как противоизносная. В ее присутствии интенсивность изнашивания снижается в 2 – 4 раза. Коэффициент трения при этом мало отличался от значений ко-

коэффициента трения в масле без наполнителей. Микротвердость поверхности трения частичного вкладыша увеличилась в 1,5 – 2 раза. Таким образом, смазочная композиция №1 снизила интенсивность изнашивания за счет образования на поверхности трения прочного слоя.

2. Смазочная композиция №2 мало отличается от смазочной композиции №1. В ее присутствии коэффициент трения снизился в 1,5 – 2 раза, интенсивность изнашивания уменьшилась в 1,5 – 2,5 раза, микротвердость поверхности трения увеличилась в 1,5 – 3 раза.

3. Лучшие триботехнические характеристики показала смазочная композиция №3: коэффициент трения снизился в 5 – 12 раз, интенсивность изнашивания уменьшилась в 3 – 4 раза, микротвердость поверхности трения увеличилась 1,5 раза.

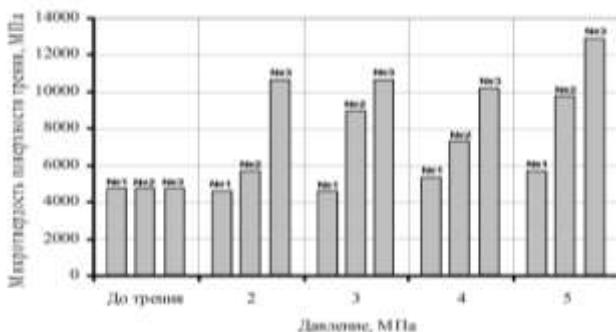


Рис. 3. Зависимость микротвердости поверхности трения от давления: №1 - для базового масла И-20 с 10% природного геомодификатора; №2 - для масла И-20 с 10% наполнителя изготовленного гидротермальным способом; №3 - для масла И-20 с 10% наполнителя изготовленного по золь-гель технологии

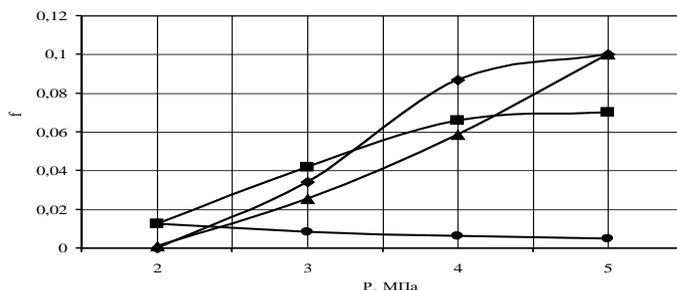


Рис. 4. Зависимость коэффициента трения от давления на образец: ■ – масло И-20 без наполнителей; ▲ – масло И-20 со смазочной композицией №1; ◆ - масло И-20 со смазочной композицией №2; ● – масло И-20 со смазочной композицией №3

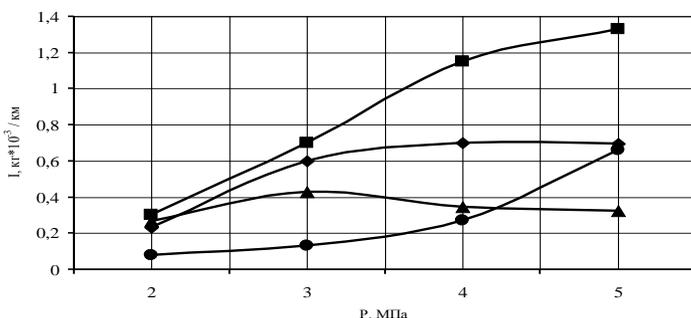


Рис. 5. Зависимость интенсивности изнашивания от давления на образец:  
 ■ – масло И-20 без наполнителей; ▲ – масло И-20 со смазочной композицией №1; ◆ - масло И-20 со смазочной композицией №2; ● – масло И-20 со смазочной композицией №3.

Исследования показали, что использование в качестве наполнителя, к смазочным материалам, порошков серпентинов приводит к улучшению триботехнических свойств. Снижение коэффициента трения и интенсивности изнашивания связано с образованием на поверхности трения слоя с повышенной твердостью. Но как показывают исследования, для максимального улучшения триботехнических свойств пары трения сталь – баббит, микротвердость не должна возрастать более чем в 1,5 раза. Положительный эффект от использования в качестве наполнителей к маслам силикатных наполнителей напрямую зависит от дисперсности порошков минералов вводимых в смазку.

На рис. 6 представлены фотографии порошков наполнителей.

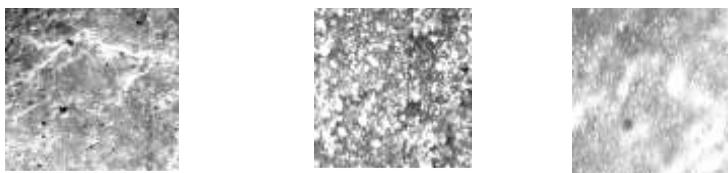


Рис. 6. Фотографии порошков наполнителей (увеличение  $\times 150$ ):  
 а) наполнитель №1; б) наполнитель №2; в) наполнитель №3.

Для контроля размеров частиц наполнителей и количества тех или иных частиц в составе порошков использовался лазерный дисперсионный анализатор микрочастиц «Analizetter 22». По данным лазерного дисперсионного анализатора микрочастиц следует, что наполни-

тель №1 имеет 85% частиц с размерами менее 40 мкм, наполнитель №2 – 93%, наполнитель №3 96%, что говорит о тонкой дисперсности порошков наполнителей и о возможности применения смазок, наполненных порошками силикатов в машинах с фильтрами тонкой очистки масла. Порошки наполнителей не будут отфильтровываться и в достаточном количестве попадут в зону трения.

Как отмечалось в работе [3], при трении скольжения независимо от изменения в относительно широких пределах исходной шероховатости поверхностей трения к концу периода приработки устанавливается для каждой из поверхностей определенная, свойственная именно данному сочетанию материалов и условиям трения шероховатость, которая сохраняется при дальнейшем постоянном режиме трения. Исходная шероховатость поверхностей, независимо от вида трения, переходит в эксплуатационную, т.е. в ту, при которой происходит работа трения.

Влияние наполнителей на поверхности трения представлено на фотографиях поверхностей (рис. 7).

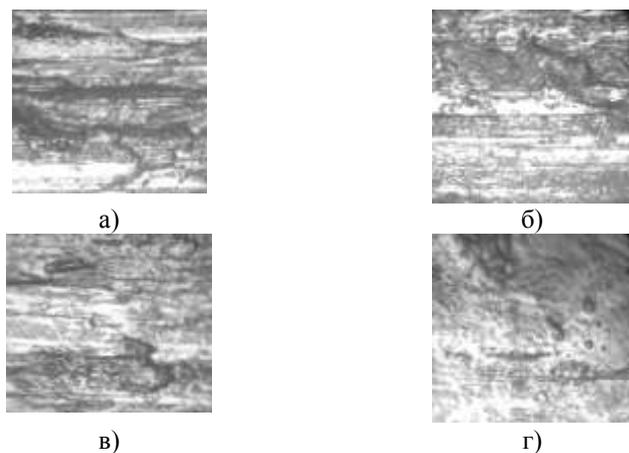


Рис. 7. Поверхности образцов после трения в масле И-20: а) без наполнителей; б) с наполнителем №1; в) с наполнителем №2; г) с наполнителем №3.

Фотографии поверхностей трения подтверждают предположение о том, что в процессе синтезирования искусственного серпентина, получился порошок с частицами наноразмеров. Применение в качестве наполнителя такого порошка, положительно влияет, на триботехнические свойства смазочной композиции, снижая коэффициент трения и интенсивности изнашивания. На снижение интенсивности изнашивания

ния значительное влияние оказывает отсутствие микрорезания в зоне трения. Это подтверждают фотографии поверхностей трения. На поверхностях трения отсутствуют риски и царапины от попадания крупных и твердых частиц.

*Заключение.*

Внедряясь в поверхность трения, наночастицы порошка искусственного серпентина, образуют слой с повышенной микротвердостью. Повышенная микротвердость оказывает непосредственное влияние на снижение интенсивности изнашивания и как следствие, продления срока службы узла трения. Применение прогрессивных смазочных материалов в пожарной технике позволит добиться значительных положительных результатов, а именно продлить ресурс работы узлов автотранспортной техники до 2 раз, резко снизить аварийные разрушения оборудования, сократить затраты на внеплановые ремонты оборудования, экономить горюче-смазочные материалы. Разработанная присадка может найти широкий круг применения. Выявленные в ходе экспериментов некоторые качественные показатели, значительно превосходят показатели других аналогичных присадок. Не последним достоинством присадки является простота в применении и относительная дешевизна в изготовлении

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Киселев В.В., Топоров А.В., Пучков П.В. Повышение надежности пожарной техники применением модернизированных смазочных материалов. // Пожаровзрывобезопасность. – 2010. – Т. 19. – №2. – С. 50 – 53.
2. Киселев В.В., Полетаев В.А. Исследование триботехнических характеристик металло-содержащих присадок к маслам, используемым в электрических машинах. // Вестник ИГЭУ. – 2011. – Выпуск 2. – С. 65 – 67.
3. Гаркунов Д.Н. Триботехника. – М.: Машиностроение, 1999. – 336 с.
4. Пучков П.В., Киселев В.В., Топоров А.В. Разработка конструкции триботехнически безопасного резьбового соединения. // Вестник ИГЭУ. – 2012. – Выпуск 1. – С. 28 – 31.
5. Киселев В.В., Топоров А.В., Пучков П.В. Перспективы использования модернизированных смазочных материалов в пожарной и аварийно-спасательной технике. // Научные и образовательные проблемы гражданской защиты. – 2011. – №3. – С. 23 – 29.

## **МОДЕЛИРОВАНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ КИНЕТИКИ СМЕШИВАНИЯ СЕГРЕГИРУЮЩИХ КОМПОНЕНТОВ В МНОГОКОМПОНЕНТНОМ ДИСПЕРСНОМ МАТЕРИАЛЕ**

**Балагуров И.А., Мизонов В.Е., Berthiaux H.**

Ивановский государственный энергетический университет

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

Автор БАЛАГУРОВ Иван Александрович – аспирант кафедры прикладной математики ИГЭУ. Имеет более 10-ти публикаций различного уровня, 3 патента на полезные модели, участник и победитель ряда студенческих олимпиад и конкурсов научных работ.

Автор 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.

Автор BERTHIAUX Henri (Бертьё 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.

Объектом моделирования является кинетика смешивания сегрегирующих компонентов в многокомпонентном дисперсном материале. Методика и результаты моделирования формирования качества бинарной смеси сегрегирующих компонентов с помощью теории цепей Маркова достаточно хорошо разработаны [1,2]. В начальный момент времени основной и ключевой сегрегирующей компонент полностью разделены друг относительно друга, причем при загрузке сегрегирующий компонент размещают сверху основного. При включении смесителя и создания подвижности частиц, допускающей их взаимное проникновение, последнее идет путем реализации двух процессов. Первый из них – чисто диффузионное (симметричное) перемешивание, стремящееся выровнять распределение концентрации компонентов по

высоте (объему) смесителя. Второй – конвективный перенос частиц в направлении сегрегации, которая появляется всегда, если физико-механические свойства компонентов отличны друг от друга. Сегрегация может быть вызвана разницей в размерах частиц компонентов, их плотностей и других свойств. При наличии сегрегации в начале процесса однородность смеси возрастает, а затем, пройдя через максимум, снова начинает убывать. Получение полностью однородной смеси сегрегирующих компонентов невозможно в принципе. Необходимо прервать процесс в тот момент, когда однородность смеси достигла максимума и довольствоваться этим качеством смеси.

Анализ процесса существенно усложняется, если перемешиваются три и более компонентов, имеющих различную скорость сегрегации. В предлагаемом описании мы ограничимся линейной моделью, когда скорости сегрегации постоянны и не зависят от того, в какую среду сегрегирует компонент. Расчетная схема ячеечной (Марковской) модели процесса показана на рис. 1.

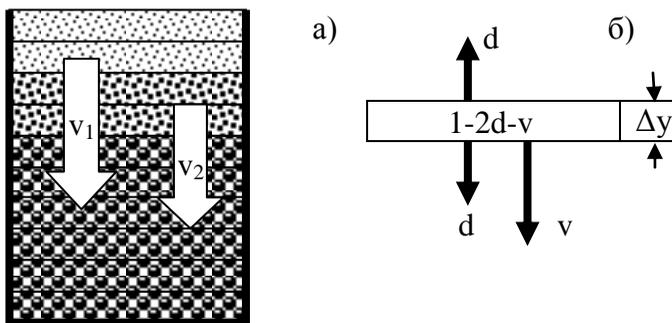


Рис. 1. Ячеечная модель процесса (а) и переходы из элементарной ячейки (б)

Рассматривается одномерная модель, в которой рабочий объем смесителя (в данном случае – его высота) представлен цепью из  $m$  ячеек идеального перемешивания высотой  $\Delta y$ . Состояние смеси наблюдается в дискретные моменты времени  $t_k = (k-1) \Delta t$ , где  $\Delta t$  – продолжительность, а  $k$  – номер временного перехода (дискретный аналог времени). Вероятность выхода из ячейки в течение времени  $\Delta t$  состоит из двух составляющих. Чисто стохастический симметричный перенос характеризуется вероятностями  $d = D\Delta t / \Delta y^2$ , где  $D$  – коэффициент макро-диффузии, который в первом приближении разумно принять одинаковым для всех компонентов. Конвективный перенос, вызванный сегре-

гацией, характеризуется вероятностью  $v=V\Delta t/\Delta y$ , где  $V$  – размерная скорость сегрегации, которая у каждого компонента разная.

В приведенной на рис. 1а схеме рассматривается перемешивание трех компонентов: двух ключевых 1 и 2 и основного. Компонент 1 имеет вероятность сегрегации  $v_1$ , компонент 2 –  $v_2$ . Текущее состояние распределения компонента по высоте смесителя можно охарактеризовать векторами-столбцами состояния  $S_1$  и  $S_2$  размером  $m \times 1$ . Эволюция векторов состояния (кинетика смешивания для каждого компонента) может быть описана рекуррентными матричными равенствами

$$S_1^{k+1} = P_1 S_1^k, \tag{1}$$

$$S_2^{k+1} = P_2 S_2^k, \tag{2}$$

где  $P_1$  и  $P_2$  – матрицы переходных вероятностей. В частности, матрица  $P_1$  имеет следующий вид

$$P_1 = \begin{bmatrix} 1-d-v_1 & d & 0 & \dots \\ d+v_1 & 1-2d-v_1 & d & \dots \\ 0 & d+v_1 & 1-2d-v_1 & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \end{bmatrix}. \tag{3}$$

Эволюция распределения компонентов смеси при  $m=10$ ,  $v_1=0,3$ ,  $v_2=0,1$ ;  $d=0,3$  для начальных распределение согласно рис.1 показана на рис. 2.

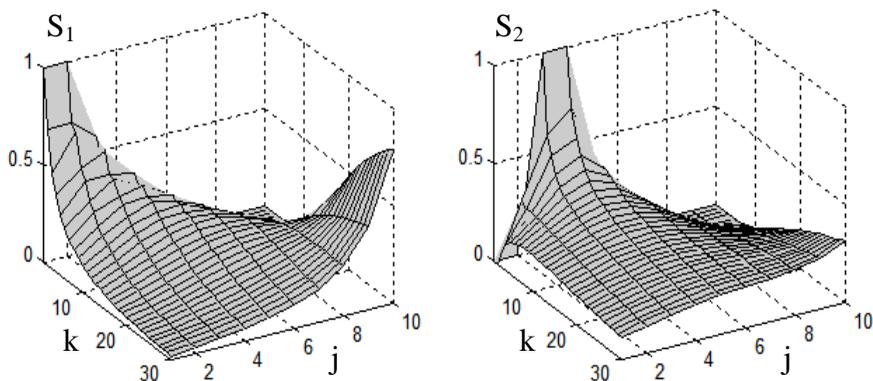


Рис.2. Эволюция распределения содержания компонентов 1 и 2

По этому рисунку неравномерность распределения по высоте содержания компонента визуально можно оценить по линиям  $S(k,j)$  при  $k=\text{const}$ . Очевидно, что можно найти линию с наиболее равномерным распределением, причем для разных компонентов эти линии соответствуют разным  $k$ . Для количественной оценки неравномерности можно ввести среднеквадратичное отклонение  $\sigma$  распределения по высоте от равномерного. Зависимость  $\sigma$  от номера перехода для каждого компонента показана кривыми 1 и 2 на рис.3. Как и должно быть, эта зависимость имеет минимум, соответствующий максимальной достижимой равномерности, однако этот минимум для каждого компонента достигается при существенно разных  $k$  ( $k_{\text{opt1}}=13$ ,  $k_{\text{opt2}}=22$ ), причем при «чужом» оптимальном числе переходов равномерность распределения другого компонента уже резко отличается от оптимального.

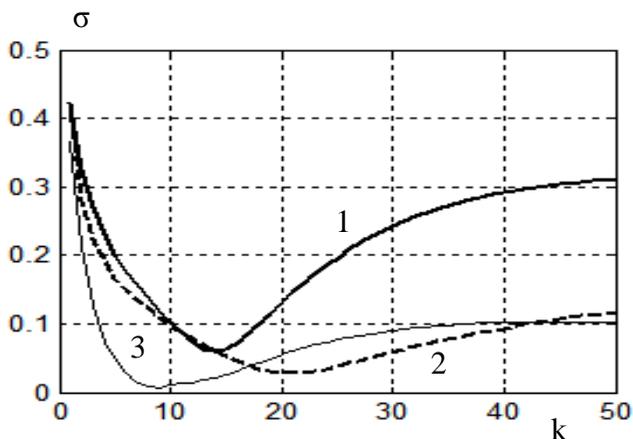


Рис.3. Изменение во времени неравномерности содержания компонентов (1 и 2) и смеси (3)

Если ввести среднеквадратичное отклонение содержания сегрегирующих компонентов в каждой ячейке  $\sigma_j^k$ , а затем среднеквадратичное отклонение распределения этого отклонения по высоте смесителя  $\sigma_3^k$ , то получится график, представленный кривой 3 на рис.3, из которой видно, что минимум  $\sigma_3^k$  достигается при  $k_{\text{opt3}} = 9$ . Иначе говоря, при этом значении достигается наилучший компромисс между распределением по высоте и компонентами смеси.

Иллюстрация распределений компонентов по высоте смесителя при различных избранных значениях числа переходов показана на рис. 4

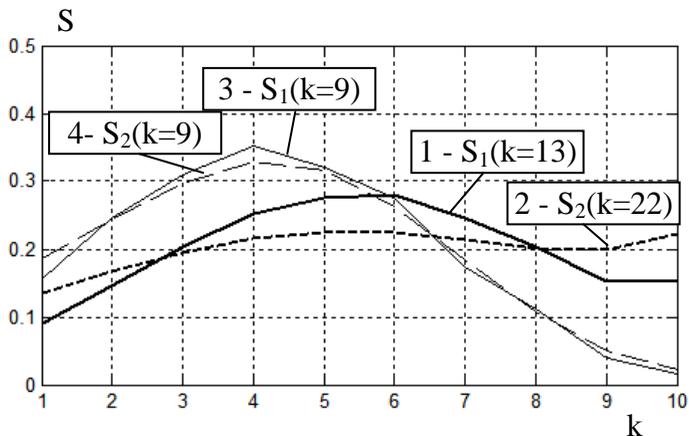


Рис.4. Распределение содержания компонентов в различные моменты времени

Кривая 1 соответствует максимально равномерному распределению компонента 1, достигаемому при  $k=13$ ; кривая 2 – тому же для второго компонента, достигаемому уже при  $k=22$ . Эти результаты не могут быть применены к смеси, так как каждый компонент участвует в процессе в течение одинакового числа переходов.

Кривые 3 и 4 иллюстрируют эти распределения уже при одинаковом числе переходов, взятом из графика 3 рис.3. Здесь мы видим, что компоненты более или менее равномерно распределены в ячейках, но распределение по высоте смесителя оказывается весьма неравномерным. Однако, это самый лучший компромисс между распределением по высоте и в ячейках, который может быть достигнут при пассивном перемешивании.

Естественно, что линейная модель предельно проста и учет нелинейных эффектов может привести к изменению количественных характеристик, но, на наш взгляд, не снимет проблему создания качественных многокомпонентных смесей дисперсных материалов.

#### 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.

## ВЛИЯНИЕ МЕХАНИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ ДЕТАЛЕЙ МАГНИТОПРОВОДА НА КРИТИЧЕСКИЙ ПЕРЕПАД ДАВЛЕНИЙ МАГНИТОЖИДКОСТНОГО ГЕРМЕТИЗАТОРА

**Демиденко О.В., Сайкин М.С.**

Ивановский государственный энергетический университет

153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34.

Факс: (4932) 416010; E-mail: Saikin@eef.ispu.ru



Демиденко Олег Викторович учится на 5 курсе электроэнергетического факультета Ивановского государственного энергетического университета им. В.И.Ленина по специальности «Электротехнологические установки и системы». Студенческой научной работой занимается со 2-го курса. Имеет 7 публикаций.



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 144 публикации, в том числе 40 статей и 43 разработки, защищённых охранными документами. С 2000 является доцентом кафедры теоретических основ электротехники и электротехнологий, «Заслуженный изобретатель России».

Магнитожидкостные герметизаторы (МЖГ) предназначенные для герметизации вращающихся валов между средами с перепадом давлений должны обеспечивать стабильность своих эксплуатационных характеристик, а именно: рабочего перепада давлений, пускового и установившегося моментов трения, в течение всего срока эксплуатации технологического оборудования. Эти требования могут быть обеспечены стабильностью характеристик элементов магнитной цепи МЖГ.

Магнитная цепь МЖГ, независимо от её конфигурации, состоит из одних и тех же элементов. К ним относятся: источник магнитного поля, в качестве которого используются постоянные магниты, магнитопровод, изготовленный из магнитопроводной стали с высокой индукцией магнитного насыщения и магнитной наножидкости (МНЖ).

При соблюдении технических условий эксплуатации постоянные магниты обладают высокой стабильностью своих свойств, что обеспечивает их гарантированные характеристики длительное время [1,2].

Магнитопровод МЖГ изготовлен из конструкционной стали и включает в себя полюсные приставки и вал. В зависимости от конструкционного исполнения МЖГ на обращённых к валу поверхностях полюсных приставок, или на магнитопроводных втулках расположенных на валу, выполняются зубцы в форме прямоугольных или равно-сторонних трапеций [3]. Иногда встречаются зубцы прямоугольной формы. Магнитные свойства деталей магнитопровода не изменяются в процессе эксплуатации [4], однако при их обработке происходит изменение магнитных свойств материала стали в поверхностном слое, вызванных, прежде всего, глубиной проникновения наклёпа в материал деталей  $\Delta$  (рис.1). Это приводит к снижению индукции магнитного насыщения металла детали в этом слое, а, следовательно, и перепада давлений МЖГ. При расчёте критического перепада давлений МЖГ необходимо учитывать изменение магнитных свойств материалов магнитопровода.

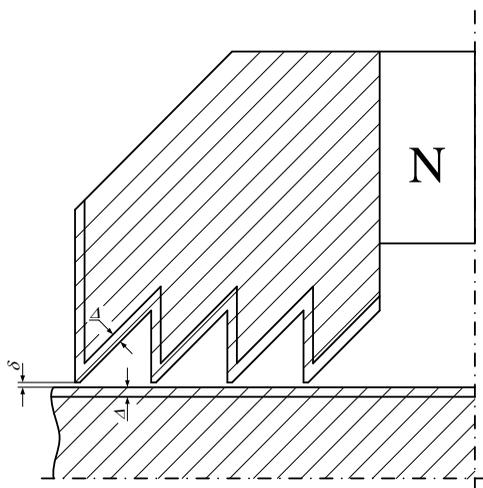


Рис.1. Глубина проникновения наклёпа в детали магнитопровода МЖГ

С этой целью проведены расчёты серии МЖГ на диаметры герметизируемых валов от 7 до 50 мм. Максимальная величина магнитной индукции под зубцом для всех типоразмеров герметизаторов фиксировалась и составляла 1,1 Тл. В качестве материала магнитопровода МЖГ применялись стали марок: Ст.3, Сталь 10 и Сталь 20Х13. При

проведении расчётов использовались магнитные характеристики сталей представленные в [5]. В ходе расчётов изменялись шаг и величина площадки при основании зубца  $b=2-3$  мм,  $t=0,2-0,3$  мм. Зубцы были выполнены в форме прямоугольной трапеции с углом при основании  $45^\circ$ . Величина рабочего зазора составляла 0,15 мм.

Основные размеры магнитной цепи МЖГ представлены на рис.2

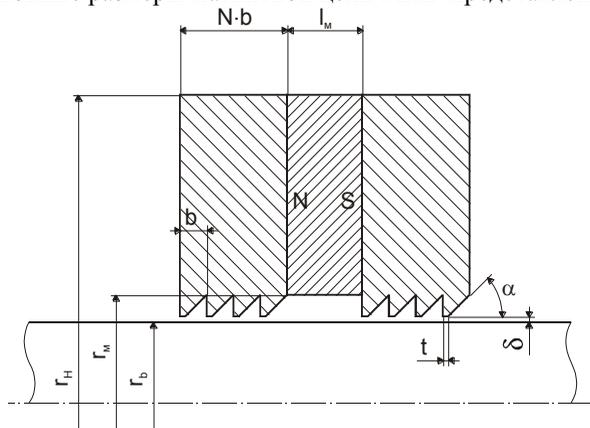


Рис. 2. Основные размеры МЖГ

Для определения глубины проникновения наклёпа  $\Delta$  внутрь деталей магнитопровода МЖГ использовался следующий алгоритм [6,7]:

$$\Delta = \sqrt{\frac{P_{XYZ}}{2 \cdot \sigma_T}} \quad (1)$$

$$P_{XYZ} = 10 \cdot C_X \cdot t_X \cdot S_0^Y \cdot v^n \cdot K_p \quad (2)$$

где:  $P_{xyz}$  - усилие, оказываемое резцом токарного станка на обрабатываемые детали магнитопровода МЖГ;

$C_x$  - коэффициент зависящий от твердости материала:

Сталь 3 -  $C_x=100$ ; Сталь 10 -  $C_x=140$ ; Сталь 20Х13 -  $C_x=212$ ;

$t_x$  - глубина резания вдоль оси X составляет 0,3 мм;

$S_0^y$  - скорость подачи резца вдоль оси Y составляет 0,4 об/мин;

$Y$  - степень подачи резца вдоль оси Y.  $Y=0,75$  для углеродистых и легированных сталей;

$U$  - скорость вращения детали. При обработке деталей магнитопровода МЖГ составляет 315 об/мин;

$n$  – коэффициент, учитывающий влияние марки стали на скорость вращения детали. Для углеродистых и легированных сталей  $n = -0,6$   
 $K_p = 0,45 - 0,55$  - коэффициент учитывающие форму и угол заточки реза.  
 $\sigma_T$  – предел текучести металла: Сталь 3 -  $\sigma_T = 240\text{МПа}$

Сталь 10 -  $\sigma_T = 280\text{МПа}$

Сталь 20Х13 -  $\sigma_T = 480\text{МПа}$

Результаты вычислений сведены в таблицу.

Таблица

**Влияние механической обработки на детали МЖГ для разных конструкционных сталей**

Марка стали	Ст. 3	Сталь 10	Сталь 20Х13
Величина усилия реза токарного станка $P_{xyz}$ , Н	30,02	42,1	50,7
Глубина проникновения наклёпа $\Delta$ , мм	0,298	0,253	0,274

Расчётные зависимости изменения величины максимальной индукции без механической обработки и при наличии механической обработки деталей представлены на рис. 3.

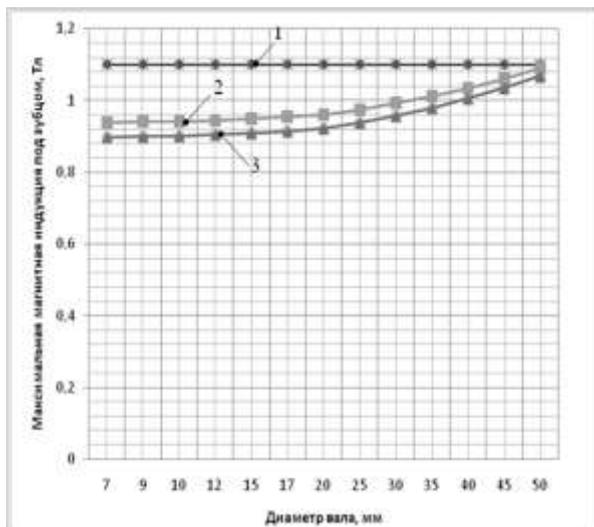


Рис.3 Величина максимальной магнитной индукции под зубцом МЖГ  
 1 – без учёта наклёпа металла; 2 – с учётом наклёпа для сталей марок: Ст.3  
 и Сталь 10; 3 - с учётом наклёпа для стали марки: Сталь 20Х13

С увеличением диаметра герметизируемого вала снижается влияние наклёпа на магнитные характеристики сталеи магнитопровода МЖГ.

При изготовлении МЖГ на диаметры уплотняемых валов 7-20 мм снижение максимальной магнитной индукции под зубцом МЖГ было наибольшим и достигало 12-15%, причём максимальные значения соответствуют магнитопроводу изготовленному из стали марки 20Х13.

### **Заключение**

Полученные результаты показывают снижение величины максимальной индукции под зубцом МЖГ, а значит и критического перепада давлений после воздействия механической обработки деталей магнитопровода, что особенно заметно при уменьшении диаметра герметизируемых валов и размеров зубца.

Для снижения влияния наклёпа на величину критического перепада давлений целесообразно выполнять зубец МЖГ с шагом не менее 2 мм.

### **БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК**

1. Постоянные магниты. Справочник. / Под.ред. д.т.н. проф. Пятиня Ю.М.– М.: Энергия, 1980. – 176 с.
2. Сайкин М.С. Особенности выбора постоянных магнитов для магнитоидкостных герметизаторов технологического оборудования./ Вестник научно-промышленного общества, М: Изд-во «АЛЕВ-В», Вып. 7, 2004, С.15-19.
3. Страдомский Ю.И., Михалёв Ю.О. Поиск оптимальной геометрии рабочей зоны ферроидкостного уплотнения /Теория и расчёты эл. Машин и аппаратов. Сб. науч. тр. – Иваново: ИЭИ, 1981. – С. 128-129.
4. Барон Ю.М. Магнитно-абразивная и магнитная обработка изделий и режущих инструментов. – Л.: Машиностроение, Ленинградское отделение, 1986. – 176 с.
5. Константинов О.Я. Магнитная технологическая оснастка. –Л.: Машиностроение, Ленинградское отделение, 1974. – 383 с.
6. Хайфец С.Г. Аналитическое определение глубины наклёпанного слоя при обработке роликами стальных деталей // сб. ЦНИИТМАША, кн. 49 – М.: МашГИЗ, 1952, С.7-17.
7. Лившиц Б.Г. Физические свойства металлов и сплавов. М.: МашГИЗ, 1956. – С.353.

## РАСЧЁТНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ СИЛЫ ПОДВЕСА ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА МАГНИТОЖИДКОСТНОГО ДАТЧИКА УГЛА НАКЛОНА

**Морозова Д.Ю., Сайкин М.С.**

Ивановский государственный энергетический университет

153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34.

Факс: (4932) 416010; E-mail: Saikin@eef.ispu.ru



Морозова Дарья Юрьевна - магистрантка 2 курса электро-энергетического факультета Ивановского государственного энергетического университета им. В.И.Ленина, обучается по направлению «Электротехника и электроэнергетика». Студенческой научной работой занимается со 2-го курса. Имеет 20 публикаций, в том числе 1 статью в журнале, рекомендованном ВАК и 1 статью в зарубежном издании, 5 патентов на полезные модели.



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 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 144 публикации, в том числе 43 статьи и 45 разработок, защищённых охранными документами. С 2000 является доцентом кафедры теоретических основ электротехники и электротехнологий, «Заслуженный изобретатель России».

На чувствительный элемент магнитожидкостного датчика угла наклона (МЖДУН) с постоянными магнитами действуют две силы: тяжести и подвеса, имеющие противоположные направления. Сила подвеса действует со стороны магнитной наножидкости (МНЖ). При высокой степени компенсации силы тяжести чувствительный элемент занимает положение близкое к оси симметрии МЖДУН, что обеспечивает высокую точность измерений угла наклона.

Поэтому возникает необходимость решения задачи создания расчётного алгоритма для определения силы подвеса чувствительного элемента в корпусе МЖДУН с целью её определения на этапе проектирования.

В качестве объекта исследований предложена конструкция МЖДУН, представленная на рис. 1 [1].

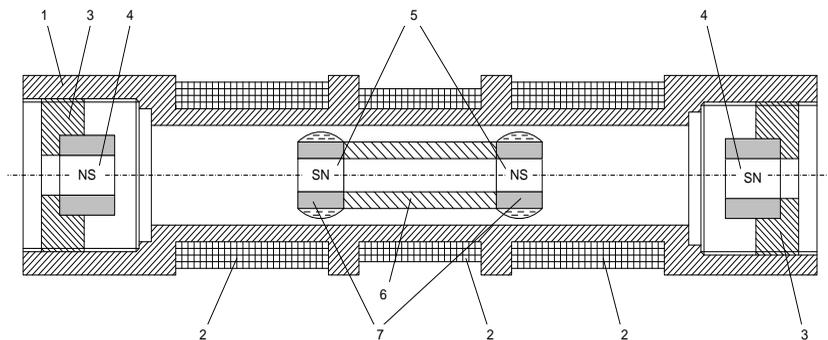


Рис.1 Конструкция магнитожидкостного датчика с кольцевыми постоянными магнитами

Датчик состоит из корпуса 1, изготовленного в виде полых цилиндрической трубки, из немагнитопроводного материала, по обеим сторонам которого расположены две измерительных обмотки 2 и две торцевые крышки 3 с отверстиями, в которых установлены центрирующие кольцевые постоянные магниты 4. Внутри корпуса расположен чувствительный элемент, состоящий из двух кольцевых постоянных магнитов 5, между внутренними торцевыми поверхностями которых расположена магнитопроводная втулка 6 со сквозным отверстием. Центрирующие кольцевые магниты 4 направлены одноименными полюсами к кольцевым постоянным магнитам 5 чувствительного элемента. В цилиндрическом зазоре, образованном кольцевыми постоянными магнитами 5 и внутренней поверхностью корпуса 1 находится МНЖ 7. Благодаря применению кольцевых магнитов и магнитопроводной втулки со сквозными отверстиями, повышено быстродействие МЖДУН. Это достигается снижением сопротивления движению чувствительного элемента за счёт отсутствия перепада давлений действующего на него. Это связано с изменением воздушных объёмов в корпусе МЖДУН по обе стороны от чувствительного элемента.

Диапазон измеряемых углов МЖДУН можно регулировать за счёт перемещения торцевых крышек 3 с центрирующими магнитами 4 вдоль корпуса датчика 1. Это приводит к изменению расстояния между обращёнными друг к другу постоянными центрирующими магнитами 4 и магнитами чувствительного элемента 5. Таким образом, диапазон измеряемых углов увеличивается при уменьшении расстояния между постоянными магнитами чувствительного элемента 5 и центрирующими магнитами 4, а чувствительность измерений повышается с увеличением этого расстояния.

Сила подвеса чувствительного элемента является электромагнитной силой, значение которой, в нелинейной магнитной системе, может быть определено только на основании расчёта электромагнитного поля [2]. Силу подвеса магнита в магнитном поле можно определить через силу притяжения МНЖ к постоянному магниту, взятую с противоположным знаком. Однако в литературе отсутствуют данные о точности результатов, полученных с использованием данного метода.

Для расчёта силы подвеса, создаваемой постоянным магнитом, внутри слоя МНЖ толщиной  $dz$  выделяем элементарный объем  $dV$  (рис.2), в котором напряженность магнитного поля и намагниченность МЖ можно считать постоянными величинами:

$$dV = dS \times dz,$$

где  $dS = r \cdot dr \cdot d\varphi$ , – площадь;  $r$  – текущее значение расстояния от центра постоянного магнита до элементарного объема  $dV$ ;  $d\varphi$  – элементарное приращение угла  $\varphi$ , образованного направлением действия силы  $dF$  и вертикалью;  $dF$  – сила, создаваемая объемом МЖ  $dV$ ;  $dr$  – элементарное приращение расстояния  $r$ .

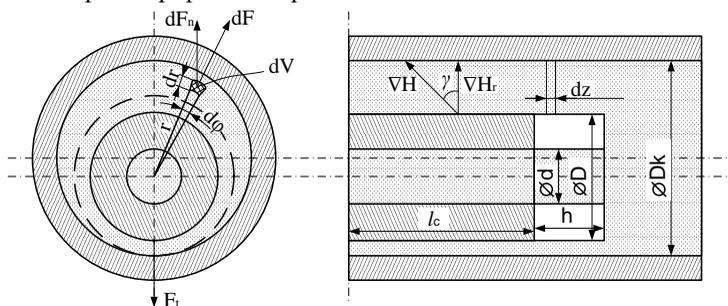


Рис. 2. Схема к расчету силы подвеса сердечника

Сила  $dF$ , создаваемая объемом МЖ  $dV$ , может быть определена по формуле:

$$dF = -\mu_0 \cdot M^{(0)} \cdot \nabla H^{(0)} \cdot dV \cdot \cos \gamma,$$

где  $\gamma$  – угол между направлением вектора градиента напряженности магнитного поля и его радиальной составляющей.

Тогда сила подвеса  $dF_r$ , создаваемая объемом МНЖ  $dV$ , определяется по формуле:

$$dF_r = dF \cdot \cos \varphi,$$

Подставляя значение силы  $dF$  получаем формулу для расчета силы подвеса:

$$F_{\Pi} = -2 \int M^{(0)} \cdot \nabla B_r \cdot r \cdot dr \cdot dz,$$

где  $\nabla B_r$  – радиальная составляющая градиента индукции.

При численном интегрировании уравнения необходимо учесть, что внутри объёма, заполненного МНЖ, имеется область (показана пунктиром), в которой значение интеграла обращается в нуль независимо от распределения магнитного поля и характеристик МНЖ.

Для расчёта силы подвеса необходимо знать: величину градиента магнитной индукции и величину намагниченности МНЖ. МНЖ для МЖДУН должна удовлетворять следующим требованиям: низкое значение вязкости и высокое значение намагниченности, что обеспечивает устойчивый подвес чувствительного элемента. На основании рекомендаций [3] выбираем МНЖ с намагниченностью  $M^{(0)}=40$  кА/м.

МЖДУН имеет малые размеры, поэтому невозможно экспериментальным путем измерить параметры магнитного поля. Поэтому для получения численных значений магнитной индукции использован метод конечных элементов, который реализован в среде ELCUT.

Для определения градиента магнитной индукции задаются магнитные характеристики материалов, используемых в МЖДУН, и рассчитывается магнитная индукция при различном положении чувствительного элемента. В датчике используются кольцевые магниты, изготовленные из «закритического» материала с коэрцитивной силой  $H_c=540$  кА/м и остаточной индукцией  $B_r=0,77$  Тл. Магнитопроводная втулка изготовлена из Стали 10. Внешний диаметр магнитов и втулки  $D=10$  мм, внутренний  $d=4$  мм, ширина магнита  $h=3$  мм, ширина втулки  $l_c=10$  мм. Материал корпуса МЖДУН - фторопласт. Внутренний диаметр корпуса  $D_k=12$  мм.

При моделировании МЖДУН в программе ELCUT учитывались следующие особенности:

- задача является осесимметричной, поэтому при расчёте исследуемой области целесообразно ограничиться одной четвертой частью магнитной системы;

- можно не учитывать возмущение магнитного поля, вносимого МНЖ, что существенно упрощает формирование расчётной области. Возможно использование результатов расчёта одной области при варьировании объёма заправки и намагниченности МНЖ, а также внутреннего диаметра корпуса;

- внешняя граница расчётной области, на которой выполняется условие Дирихле ( $A=0$ ), находится достаточно далеко от источника

поля. В этом случае не происходит искажение картины магнитного потока рассеяния, которая определяет расчётную точку постоянного магнита и условие подвеса сердечника.

При проведении триангуляции расчётная область разделилась на 740000 элементов. На рис. 3 представлена картина распределения магнитной индукции в МЖДУН.

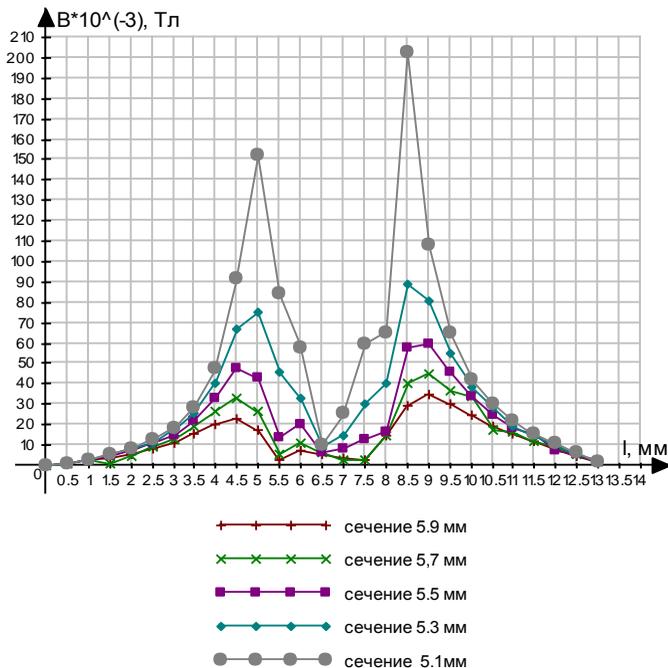


Рис. 3. Распределение магнитной индукции при сдвиге чувствительного элемента МЖДУН на 0,2 мм

Для точного определения силы подвеса необходимо менять положение относительно чувствительного элемента и сравнивать её с известной силой тяжести. Чувствительный элемент сдвигался на расстояние до 0,8 мм от центрального положения с шагом 0,2 мм, при этом определялась величина магнитной индукции.

Результаты численных исследований показывают, что сила подвеса, создаваемая магнитным полем чувствительного элемента превышает его силу тяжести при любом пространственном положении МЖДУН.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. 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.
2. Сабуров И.Е. Исследование и разработка магнитожидкостного датчика угла наклона с постоянными магнитами. Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата технических наук. Иваново 2001.
3. Курченков А.Г. Магнитные жидкости – новый эффективный материал./ Механизация и автоматизация N4, 1990. – с.34-35.

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В РАБОЧЕМ ЗАЗОРЕ И ОКРУЖАЮЩЕМ МАГНИТНУЮ СИСТЕМУ ПРОСТРАНСТВЕ МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ ГЕРМЕТИЗАТОРОВ

**Перминов С.М., Полетаев В.А., Пахолкова Т.А., Власов А.М.,**  
Ивановский государственный энергетический университет  
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34.  
Факс: (4932) 385701; E-mail: poletaev@tam.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. Имеет 124 научных публикаций, 62 изобретения



Полетаев Владимир Алексеевич окончил Ивановский энергетический институт в 1976 г. В 1997 г. защитил докторскую диссертацию. Опубликовал более 200 трудов. Доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой Технологии машиностроения ИГЭУ.



Пахолкова Татьяна Александровна – старший преподаватель кафедры Начертательной геометрии и черчения ИГЭУ. Имеет 10 научных публикаций.



Власов Алексей Михайлович–аспирант кафедры Технологии машиностроения ИГЭУ.

При создании магнитожидкостных герметизаторов (МЖГ) исследователи столкнулись с проблемой определения магнитного поля в рабочем зазоре. Величина зазора, как правило, не превышает 0.1 мм, поле резко неоднородное, поэтому известные методы и средства измерения параметров поля оказались бесполезными при решении данной задачи [1]. Для расчета и анализа поля системы использовались методы, основанные на целом ряде допущений, соответственно, дающие результаты с высокой погрешностью [2]. Использовались также численные методы расчета: метод конечных разностей и метод конеч-

ных элементов, но их применение сдерживалось уровнем развития вычислительной техники и отсутствием универсальных программ с развитым интерфейсом, позволяющих с малыми временными и трудовыми затратами вводить исходные данные и обрабатывать результаты расчетов. На решение одного варианта расчета требовались недели. Кроме этого был ограничен объем массива элементов расчетной сетки, что не позволяло с достаточной точностью рассмотреть магнитное поле МЖГ в целом, каждый элемент магнитной системы МЖГ приходилось исследовать по отдельности. Стыковка результатов исследований отдельных элементов в целостную картину затруднена тем, что в системе используется несколько нелинейных сред. Общая картина, сотканная из кусочков, получалась приближенной. В настоящее время в России и за рубежом созданы универсальные программные комплексы, позволяющие численными методами рассчитывать различные физические поля с высокой степенью точности и разумными затратами времени на ввод исходных данных, обработку результатов расчета. Расчет поля с помощью этих программ позволяет получить развернутое представление картины распределения поля как в целом, так и по выделенным зонам исследуемого устройства. В данной работе ставится задача рассчитать магнитное поле МЖГ с высокой степенью разбивки исследуемого пространства для получения подробной и достоверной информации о распределении магнитного поля. Для расчета использовалась программа ELCUT, распространяемая фирмой Top из Санкт-Петербурга [3].

На рис. 1. показана магнитная система исследуемого герметизатора с диаметром уплотняемого вала 20 мм.

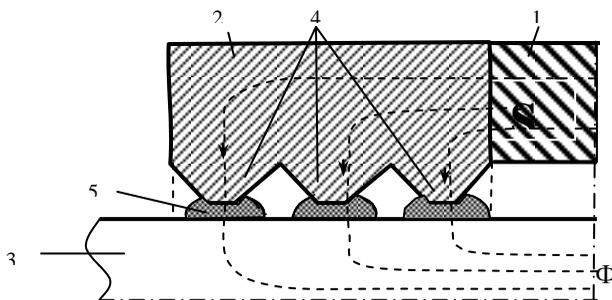


Рис. 1. Конструкция магнитожидкостного герметизатора

Она состоит из постоянного магнита 1, являющимся источником магнитного поля, полюсных приставок 2, на поверхностях которых, обращенных к валу 3, расположены зубцы – концентраторы поля

4. В зазорах между зубцами и валом размещена магнитная жидкость 5. Постоянный магнит выполнен из магнитотвердого материала самарий-кобальт КС37 в виде кольца длиной 4 мм и высотой сечения 5 мм. Внутренний диаметр магнита равен диаметру основания зубцов. Зубцы на полюсной приставке шириной 2 мм имеют площадку на острие зубца 0.2 мм, угол между боковыми образующими зубца и поверхностью вала равен  $60^0$ . 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 [4], магнитные характеристики которой сняты способом и устройством, описанными в [5] и представлены в виде нелинейных зависимостей  $B=f(H)$ .

Магнитная система МЖГ симметрична относительно ее нейтральной плоскости, поэтому расчет выполнялся одной из симметричных частей магнитной системы. Одна из границ расчетной области совпадает с осью вала, вторая с осью симметрии магнитной системы, две другие границы удалены на расстоянии, где магнитное поле герметизатора можно считать нулевым. Габариты магнитной системы и расчетной области показаны на рис.2.

Граничные условия заданы следующие: на границе, совпадающей с осью вала АГ и на двух удаленных от магнитной системы границах АБ и БВ, векторный магнитный потенциал равен нулю, на границе, совпадающей с плоскостью симметрии магнитной системы ВГ, касательная составляющая напряженности магнитного поля равна нулю. Расчетная сетка выполнялась из треугольных элементов с переменной густотой, наиболее крупные элементы задавались на удаленных границах области и их максимальные размеры составляли 0.5 мм, наиболее мелкие в рабочем зазоре со стороны элемента 0.002 мм. Вся сетка содержала около 1080000 узлов.

Расчет магнитного поля проводился на ПК и занимал около шести минут времени. На рис. 2 показана полученная картина распределения линий векторного магнитного потенциала. Магнитный поток любой магнитной системы принято разбивать на две основные составляющие: рабочий магнитный поток  $\Phi_p$  и поток рассеяния  $\Phi_\sigma$ . В МЖГ за рабочий поток принят поток, проходящий через рабочий зазор между полюсными приставками и валом.

На рис. 1 рабочий поток заключен между пунктирными линиями, лежащими в плоскостях боковых образующих полюсных приставок, остальной поток магнитной системы является потоком рассеяния

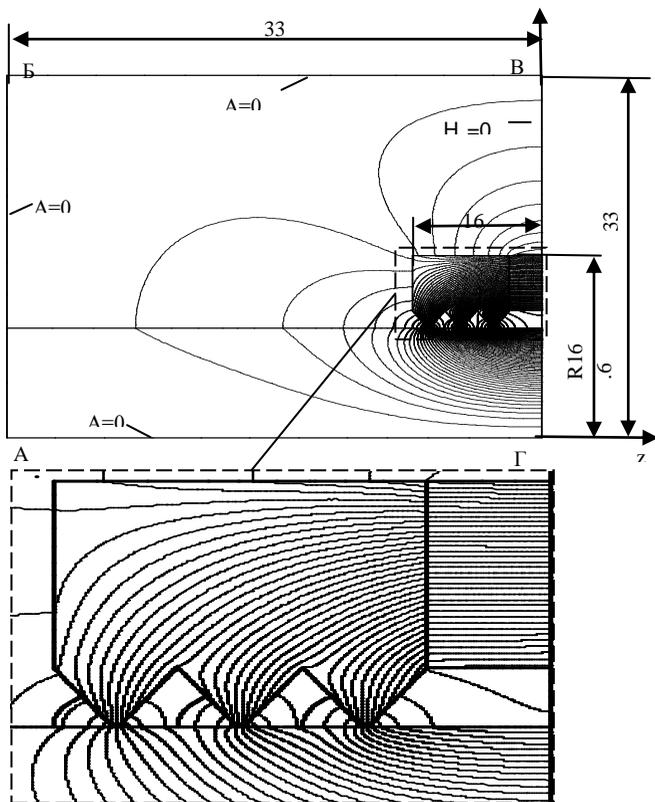


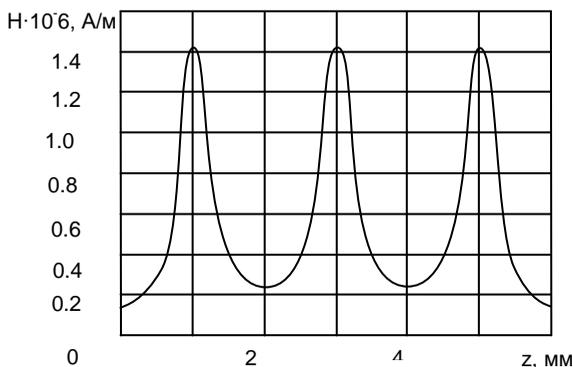
Рис. 2. Картина распределения линий векторного магнитного потенциала МЖГ

В рассматриваемой магнитной системе общий магнитный поток, проходящий через нейтральное сечение постоянного магнита, равен  $3.52 \cdot 10^{-4}$  Вб. Рабочий магнитный поток, входящий в поверхность вала, в пределах границ рабочего зазора, равен  $2.61 \cdot 10^{-4}$  Вб.

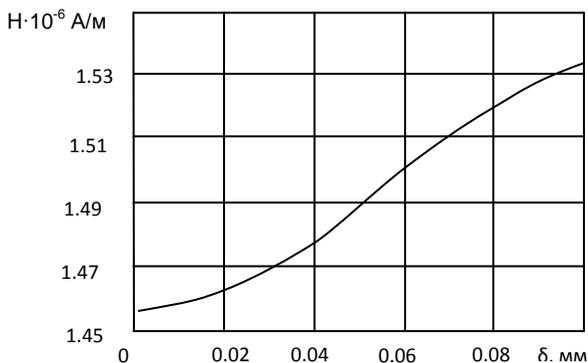
Поток рассеяния составил  $0.91 \cdot 10^{-4}$  Вб. Коэффициент рассеяния данной магнитной системы равен  $k_{\sigma} = 0.35$ . Под коэффициентом рассеяния понимается отношение потока рассеяния к рабочему потоку. Рабочий поток между зубцами распределяется практически равномерно, и соотношение потоков выглядит как 1.000:1.016:0.993. Потоки крайних зубцов чуть меньше, чем поток среднего зубца. Поток рассеяния можно разбить на две составляющие: магнитный поток рассеяния, выходящий с наружной поверхности магнитной системы  $\Phi_{\text{снар}}$ , и поток

рассеяния, выходящий с внутренней поверхности и замыкающийся в пространстве, ограниченном магнитом, валом и полюсными приставками, -  $\Phi_{\text{свнут}}$ . Соотношение потоков рассеяния наружного и внутреннего  $\Phi_{\text{снар}}/\Phi_{\text{свнут}}$  составляет 4.79, т.е. основной поток рассеяния приходится на наружную поверхность.

На рис. 3а показано распределение напряженности магнитного поля в зазоре вдоль поверхности вала ( $\Delta=0.01\delta$  – расстояние прямой, на которой представлено распределение напряженности поля, до поверхности вала).



а)



б)

Рис. 3. Изменение напряженности магнитного поля: а) в рабочем зазоре; б) от вала к зубцу (на оси зубца)

Кривая распределения напряженности магнитного поля имеет волнообразный характер. При одинаковой форме зубцов на полюсной приставке кривые распределения напряженности поля под зубцами имеют практически одинаковый характер. Небольшое отличие в распределении напряженности поля наблюдается только под крайними зубцами. Закономерности распределения напряженности поля в рабочем зазоре следующие. В зонах минимального зазора между зубцами и валом напряженность поля максимальна, в области канавок - на границах зубцов – минимальна. Чем дальше зубец расположен от постоянного магнита, тем ниже напряженность поля в зазоре.

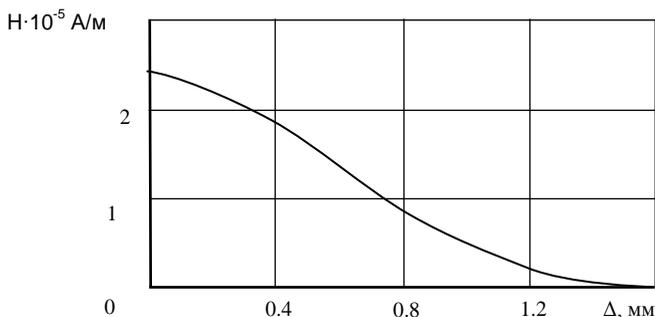
Это можно объяснить падением магнитодвижущей силы магнита, на пути потока зубца через полюсную приставку и вал. Но это снижение напряженности поля в магнитной системе с магнитопроводящим валом в рассматриваемом случае незначительное и не превышает 1%. С увеличением числа зубцов на полюсной приставке эффект снижения напряженности возрастает. На внешних границах крайних зубцов напряженность магнитного поля ниже, чем на границах средних зубцов. Это объясняется тем, что на границах между зубцами магнитные поля соседних зубцов накладываются друг на друга, что приводит к увеличению напряженности поля. Разница напряженности поля на границах крайнего зубца в рассматриваемом случае составляет около 40 %.

Она зависит от геометрии зубцов и ряда других факторов. Разница напряженности поля на границах зубца приводит к тому, что крайний зубец воспринимает больший перепад давлений, чем средний, прибавка по перепаду давления у крайнего зубца составляет порядка 9,5 %. Напряженность магнитного поля в рабочем зазоре меняется как в аксиальном направлении, так и в радиальном. Изменение напряженности поля в зазоре от вала к полюсной приставке обусловлено двумя факторами - осесимметричным исполнением магнитной системы и концентрирующим эффектом зубцов. Первый фактор зависит от кривизны поверхности вала, т.е. от радиуса вала. Чем меньше радиус, тем больше разница напряженностей на поверхности вала и на кромке зубца. Разницу напряженностей поля, обусловленную кривизной вала можно найти из соотношения

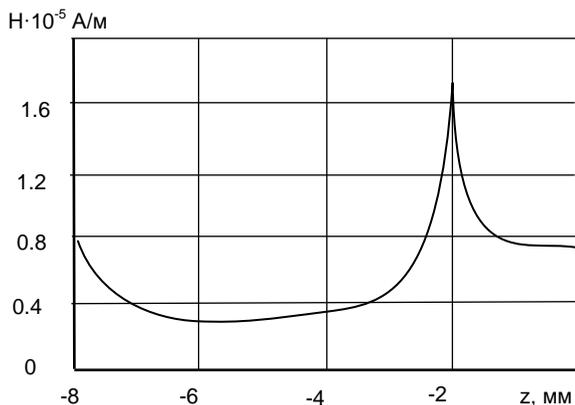
$$H_v/H_t = r_v / (r_v + \delta),$$

где  $H_v$  – напряженность поля на поверхности вала,  $H_t$  – напряженность поля на поверхности полюсной приставки. Концентрирующий эффект зубца зависит от его геометрии, уровня насыщения зубца, и как правило, по величине он превышает эффект от изменения радиуса.

На рис. 3б показано изменение напряженности магнитного поля на оси зубца в направлении от поверхности вала к зубцу, здесь же пунктирной линией выделено влияние на изменение напряженности поля радиуса вала. На межзубцовых границах напряженность поля максимальна на поверхности вала и снижается при движении к полюсу (рис.4а). У полюса в канавке, образованной соседними зубцами, напряженность поля практически равна нулю. Это объясняется эффектом шунтирования данного пространства магнитопроводящей средой с высокой магнитной проницаемостью – сталью соседних зубцов.



а)



б)

Рис. 4. Изменение напряженности поля в рабочем зазоре;  
 а) на границе между зубцами в направлении от вала к зубцу;  
 б) вдоль наружной поверхности магнитной системы

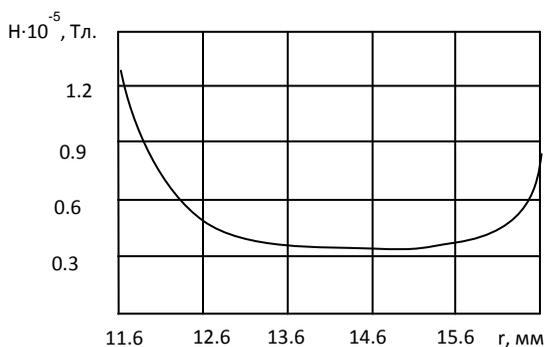
На рис. 4б представлено распределение напряженности магнитного поля вдоль наружной поверхности магнитной системы. Пик напряженности наблюдается на стыке магнита и полюсной приставки и является результатом действия трех эффектов. В данной точке на поверхности магнитной системы существует максимальный магнитный потенциал, а точка на поверхности имеет наименьшее расстояние до линии нулевого потенциала - оси симметрии системы. Кроме этого здесь накладывается действие кромочных эффектов полюсной приставки и магнита [6-7]. На краю полюсной приставки наблюдается резкое увеличение напряженности поля, что объясняется кромочным эффектом магнитного поля на ребре.

На рис. 5а показано распределение напряженности магнитного поля вдоль торцевой поверхности полюсной приставки. При движении от наружной кромки полюса к валу напряженность поля первоначально снижается, что обусловлено снижением действия кромочного эффекта, затем, пройдя минимум, начинает расти. Напряженность поля на торцевой поверхности полюсной приставки определяется разностью магнитных потенциалов полюсной приставки и вала, а также расстоянием между рассматриваемой точкой на поверхности полюсной приставки и поверхностью вала.

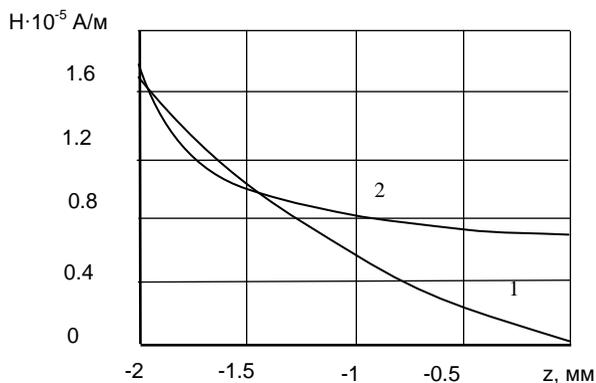
Информация о распределении напряженности поля в данной области важна по двум причинам. Во-первых, при заправке герметизатора в сборе, требуется правильно рассчитать вводимый объем магнитной жидкости. Распределение поля в полости под магнитом определяет объем магнитной жидкости, который дополнительно требуется ввести, прежде чем жидкость при заправке начнет перетекать от одной полюсной приставки ко второй.

Во-вторых, данную полость можно использовать для хранения запаса магнитной жидкости, подпитывающего зубцы полюса в период длительной эксплуатации уплотнения.

На рис. 5б показано распределение напряженности поля вдоль поверхности вала и вдоль магнита. Из характера кривых можно сделать вывод, что магнитная жидкость в полости будет удерживаться полем около полюсной приставки и на поверхности магнита, перетекание жидкости от одной полюсной приставки ко второй будет происходить по внутренней поверхности магнита.



а)



б)

Рис. 5. Распределение напряженности магнитного поля:  
 а) вдоль торцевой поверхности полюсной приставки;  
 б) в полости под магнитом: 1 – у поверхности вала, 2 – у поверхности магнита

### Заключение

Проведенные исследования на основе метода конечных элементов позволили получить подробную и достаточно точную картину распределения магнитного поля МЖГ в зависимости от величины шероховатости поверхностей, образующих рабочий зазор, выявить основные особенности распределения напряженности поля в рабочем зазоре и окружающем магнитную систему пространстве. Полученные резуль-

таты с учетом возможных величин моментов трения в рабочих зазорах позволят на более высоком уровне производить проектирование, заправку, испытание и эксплуатацию магнитожидкостных герметизаторов.

Библиографический список

1. **Большакова, И.А., Перминов С.М., Русакова Н.Н.** Измерительное оборудование для магнитожидкостных систем герметизации на основе миниатюрных датчиков Холла // 14 Международная конференция по магнитной гидродинамике. – Латвия. – Саласпилс. – 1995, 128 с.
2. **Страдомский, Ю.И., Перминов С.М., Борисов С.С.** Поверочный расчет магнито-жидкостного герметизатора. – В кн.: Материалы 3 Всесоюзной школы-семинара по магнитным жидкостям. – М. ИГУ, 1983, с.241-242.
3. **www//elcut.ru.** Сайт ООО «Тор».
4. **www//ispu.ru.** Сайт Проблемной научно-исследовательской лаборатории прикладной феррогидродинамики ИГЭУ. Магнитные жидкости.
5. **Перминов, С.М., Перминова А. С.** Способ и устройство для измерения намагниченности жидкого вещества, в частности, магнитной жидкости. Патент на изобретение РФ №2402032., Оpubл. в Б.И. №29, 20.10.2010, МПК G 01R 33/12.
6. **Перминов, С.М.** Исследование кромочных эффектов магнитного поля с учетом нелинейных свойств магнитных материалов методом математического моделирования./ Вестник ИГЭУ. 2011. № 5. с. 30-32.
7. **Полетаев, В.А., Перминов С.М., Пахолкова Т.А.** Исследование магнитного поля в рабочем зазоре с шероховатой магнитопроводящей поверхностью трения./ Вестник ИГЭУ. Вып.2–Иваново, 2012. С. 36-39

## АНАЛИЗ ГЕОМЕТРИИ РАБОЧЕГО ЗАЗОРА МАГНИТОЖИДКОСТНОГО СЕПАРАТОРА

Страдомский Ю.И., Филиппов В.А.

Ивановский государственный энергетический университет

153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34.

Факс: (4932) 385785; E-mail: office@politech.ivanovo.ru

Одной из главных проблем при реализации магнитожидкостной сепарации немагнитных материалов является выбор такого профиля наконечников полюсов, который обеспечивает необходимую выталкивающую магнитную силу  $\bar{F}_M = -\mu_0 \cdot M \cdot \nabla H \cdot V_{\text{ч}}$  во всем объеме рабочего зазора с достаточной точностью. Наиболее простой является методика, приведенная в [1], где принимается, что линии магнитного поля во всем зазоре – отрезки прямых (рис. 1), а намагниченность  $M$  либо аппроксимируется формулой Висловича (1) при слабых полях, либо принимается равной намагниченности насыщения  $M_S$  при сильных полях.

$$M(H) = M_S \frac{H}{H + H_T}, \quad (1)$$

где  $H_T$  – значение напряженности, при котором  $M=0,5 M_S$ .

Напряженность рассчитывается по формуле

$$H = \Delta U / 2x_{\text{п}}, \quad (2)$$

где  $\Delta U$  – разность магнитных потенциалов между поверхностями полюсных наконечников, а  $2x_{\text{п}}$  – расстояние между ними на данной высоте зазора  $y$ . Разделение немагнитных частиц по плотности будет производиться с высокой точностью, если в объеме рабочего зазора, занимаемого МЖ, выполняется соотношение

$$\mu_0 \cdot M \cdot |\nabla H| = g \cdot (\rho^* - \rho_{\text{ж}}) = \text{const}, \quad (3)$$

где:  $\rho^*$  - значение плотности, разделяющее легкие и тяжелые частицы;  $\rho_{\text{ж}}$  - плотность МЖ. Частицы с плотностью  $\rho < \rho^*$  будут всплывать в

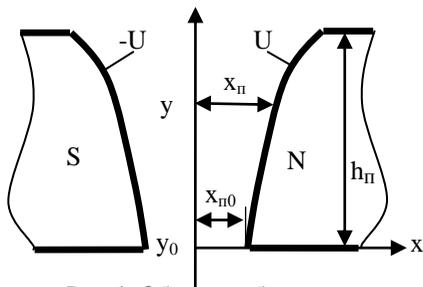


Рис. 1. Область рабочего зазора магнитожидкостного сепаратора.

МЖ, а частицы с  $\rho > \rho^*$  - будут в ней тонуть. В качестве  $\rho^*$  удобно брать среднее значение плотности между легкими и средними частицами  $\rho^* = \rho_{CP} = 0,5(\rho_{Л} + \rho_{Т})$ . На линии симметрии зазора

$$|\nabla H| = -\partial H / \partial y. \quad (4)$$

Найдем уравнение профиля наконечника полюса, когда магнитное поле в зазоре сильное и МЖ имеет постоянное значение намагниченности  $M = M_S$ . Согласно (3) и (4) имеем

$$\partial y = -\frac{\mu_0 \cdot M_S \cdot \partial H}{g \cdot (\rho^* - \rho_{Ж})}.$$

После интегрирования с использованием (2) получим:

$$y - y_0 = \frac{\mu_0 \cdot M_S}{g \cdot (\rho^* - \rho_{Ж})} (H_0 - H) = \frac{\mu_0 \cdot M_S \cdot \Delta U}{2 \cdot g \cdot (\rho^* - \rho_{Ж})} \left( \frac{1}{x_{П0}} - \frac{1}{x_{П}} \right).$$

В результате имеем формулу для расчета формы полюсного наконечника, предложенную в [1]:

$$\frac{1}{x_{П}} = \frac{1}{x_{П0}} - \frac{2 \cdot g \cdot (\rho^* - \rho_{Ж})}{\mu_0 \cdot M_S \cdot \Delta U} (y - y_0). \quad (5)$$

где  $x_{П0}$  – значение  $x_{П}$  в минимальном зазоре.

Введем базисное значение индукции  $B_B$  в рабочем зазоре

$$B_B = \mu_0 \frac{\Delta U}{2x_{П0}} \approx B_{max}, \quad (6)$$

которое близко к максимальному значению индукции  $B_{max}$ . Индукцию и напряженность будем представлять в относительных единицах

$$B^* (\text{о.е.}) = \frac{B}{B_B}, \quad H^* (\text{о.е.}) = \mu_0 \frac{H}{B_B}. \quad (7)$$

С их использованием формулу (5) преобразуем к виду

$$\frac{x_{П}}{x_{П0}} = \frac{1}{1 - \frac{g \cdot (\rho^* - \rho_{Ж})}{M_S \cdot B_B} (y - y_0)}$$

или

$$\frac{x_{П}}{x_{П0}} = \frac{1}{1 - A(y - y_0)}, \quad A = \frac{g \cdot (\rho^* - \rho_{Ж})}{M_S \cdot B_B}. \quad (6)$$

Величина в знаменателе  $[A(y - y_0)]$  является безразмерной и представляет собой отношение удельных значений гравитационной

энергии немагнитных частиц к магнитной энергии МЖ. Величины, входящие в  $A$ , изменяются в достаточно узких диапазонах:  $(\rho^* - \rho_{ж}) = 4000 \div 12000 \text{ кг/м}^3$  – при разделении металлов от алюминия до свинца;  $M_S = 10000 \div 40000 \text{ А/м}$ ;  $B_B = 0,4 \div 1 \text{ Тл}$ . С учетом этого величина  $A$  принимает значения в диапазоне  $A = 2,5 \div 25 \text{ м}^{-1}$ . Высота полюсного наконечника МЖС  $h_{П}$  (рис. 1) обычно не превышает  $0,1 \text{ м}$ . Выражение (6) позволяет построить зависимости  $\Delta y = y - y_0 = f(x_{П} / x_{П0})$  для различных значений  $A$ , представляющих собой профиль полюсных наконечников МЖС (рис. 2).

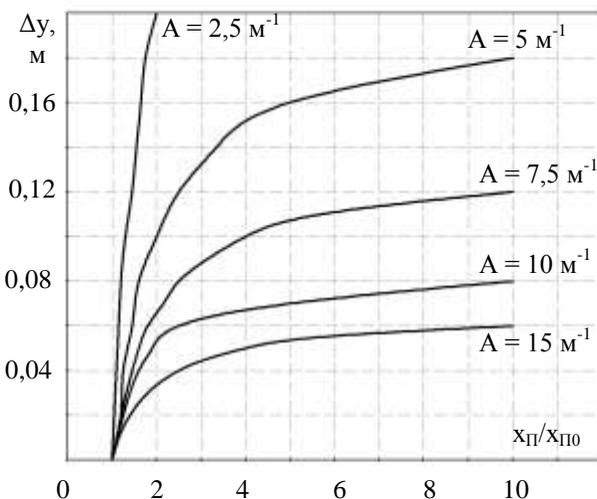


Рис. 2. Профили полюсных наконечников при различных значениях  $A$ .

Индукция в полюсных наконечниках не велика ( $B < 1,5 \text{ Тл}$ ), насыщение стали отсутствует. На поверхности полюсного наконечника скалярный магнитный потенциал имеет постоянное значение ( $U = \text{const}$ ). Магнитные силовые линии должны быть ортогональны к поверхности полюсного наконечника. Принятое в [1] предположение, что магнитные силовые линии являются отрезками прямых, параллельными оси  $Ox$ , явно неправомерно при больших значениях  $A$  и  $\Delta y$  (рис. 3). В результате на оси симметрии рабочего зазора только на ограниченном участке высотой  $h_C$  напряженность  $H$  изменяется по линейному закону и ее градиент  $\partial H / \partial y$  имеет постоянное значение. Для

рис.3, рис.4 этот участок находится в интервале  $0,02\text{м} < y < 0,06\text{м}$  при выполнении условия  $|\partial H^* / \partial y = \text{const}|$  с погрешностью около 5%. Именно на этом участке рабочего зазора возможно проведение разделение немагнитных материалов в МЖС по плотности с погрешностью 5%. Размер  $h_c$  – высота зоны сепарации в рабочем зазоре МЖС.

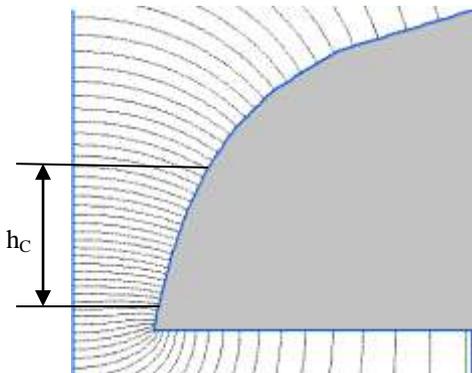


Рис. 3. Картина магнитных силовых линий в зазоре МЖС при  $A=10\text{м}^{-1}$  и  $x_{\text{П0}}=0,02\text{м}$ , полученная в результате расчета магнитного поля методом конечных элементов с использованием программы ELCUT.

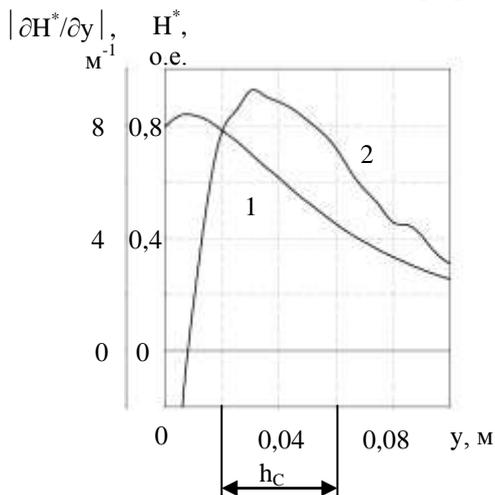


Рис. 4. Изменение напряженности (1) и ее градиента (2) на оси симметрии рабочего зазора МЖС при  $A=10\text{ м}^{-1}$  и  $x_{\text{П0}}=0,02\text{ м}$

Были проведены аналогичные расчеты магнитного поля в рабочем зазоре сепаратора при варьировании  $A$  и  $x_{\text{ПЮ}}$  в пределах:  $2,5\text{ м}^{-1} < A < 15\text{ м}^{-1}$ ,  $0,05\text{ м} < x_{\text{ПЮ}} < 0,03\text{ м}$ . Представленные на рис. 5 и рис.6 результаты способствуют рациональному выбору геометрии полюсов МЖС.

При  $A=2,5\text{ м}^{-1}$  геометрия полюсных наконечников обеспечивает постоянство градиента напряженности  $|\partial H / \partial y|$  в широком диапазоне изменения  $x_{\text{ПЮ}}$  и при значительной высоте зазора зоны сепарации ( $h_c > 0,17\text{ м}$ ). Это способствует высокой точности сепарации немагнитных материалов. Однако градиент относительного значения напряженности мал  $|\partial H^* / \partial y| = 2,5\text{ м}^{-1}$ , и для создания необходимой выталкивающей силы потребуется увеличение намагниченности магнитной жидкости  $M_S$  и максимального значения индукции в зазоре  $B_{\text{max}}$ . Например, при значении разделяющей плотности  $\rho^* = 6000\text{ кг/м}^3$  (примерно среднее значение плотности между алюминием и медью) потребуется использование МЖ с намагниченностью насыщения  $M_S = 30 \div 40\text{ кА/м}$  и создание магнитного поля с  $B_{\text{max}} = 1 \div 0,8\text{ Тл}$  в мини мальном воздушном

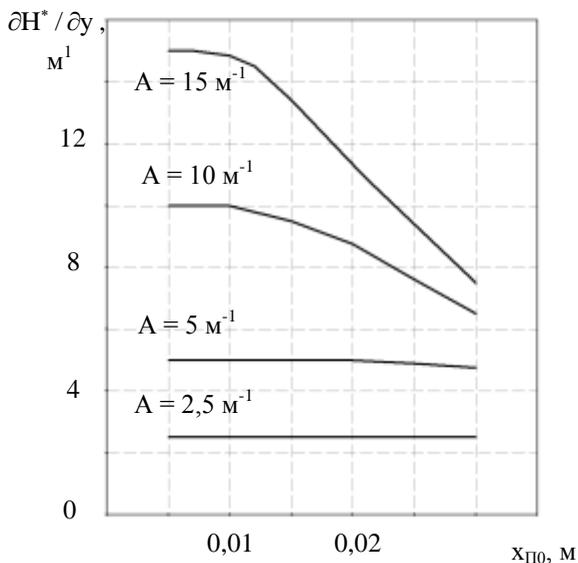


Рис. 5. Зависимость градиента относительного значения напряженности в зазоре МЖС от  $A$  и  $x_{\text{ПЮ}}$ .

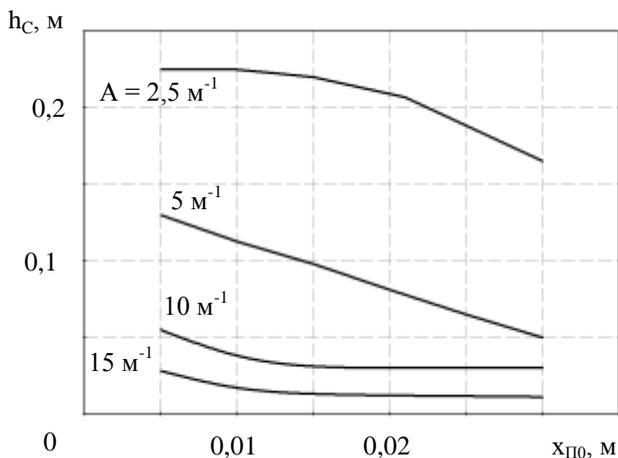


Рис.6. Изменение высоты зоны separation  $h_c$  рабочего зазора МЖС от  $A$  и  $x_{П0}$ .

зазоре шириной  $2x_{П0} = 2 \div 4 \text{ см}$ . Аналогичные проблемы создания магнитного поля в мощных турбогенераторах решаются за счет форсированного водородного и водяного охлаждения обмоток электромагнита.

Полученные зависимости (рис.5, рис.6) позволяют рационально выбрать геометрию полюсных наконечников. Если взять  $A = 5 \text{ м}^{-1}$  или  $10 \text{ м}^{-1}$ , то произведение  $(M_S \cdot V_{\text{max}})$  потребуется соответственно в два или в четыре раза меньше, что способствует использованию менее критических значений намагниченности и индукции. В то же время высота точной separation  $h_c$  имеет приемлемые значения: при  $x_{П0} = 0,01 \div 0,02 \text{ м}$   $h_c = 0,04 \div 0,12 \text{ м}$ .

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Берковский, Б.М. Магнитные жидкости / Б.М.Берковский, В.Ф.Медведев, М.С.Краков – М.: Химия, 1989. – 240с.
2. Кравченко Н.Д. Магнитная separation отходов цветных металлов / Н.Д. Кравченко, В.И. Карамзин. М.: Металлургия, 1986. 120 с.
3. Гогосов, В.В. Магнитожидкостные сепараторы / В.В.Гогосов. Р.Д.Смолкин // Механизация и автоматизация производства. – 1990. - №4. – С.32-33.

## ПРОЕКТИРОВОЧНЫЙ РАСЧЕТ МАГНИТНОГО СЕПАРАТОРА

**Федоров О.Л., Скроботова Т.В.**

Ставропольский краевой институт развития образования  
повышения квалификации и переподготовки работников образования  
(СКИРО ПК и ПРО),

355017 Ставрополь, ул.Ломоносова 3, E-mail: [fedorovol@bk.ru](mailto: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 74 научных публикаций, в том числе 5 патентов РФ, 3 монографии. В настоящее время является научным консультантом СКИРО ПК и ПРО. 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 150 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 высокоградиентной магнитной сепарации (ВГМС), которые используются в различных областях техники: тонкой очистке топлив и масел, разделении биологических систем, разделении тонких взвесей и т. д. Исследование указанных процессов проводилось в ряде работ [1-5], однако некоторые особенности указанных процессов изучены далеко недостаточно, что не позволяет предложить достаточно достоверный инженерный расчет сепарационных устройств.

В работе [5] рассматривается процесс ВГМС в щелевом канале с помощью цилиндрических фильтрующих элементов (ФЭ) разного диаметра (см.рисунок)

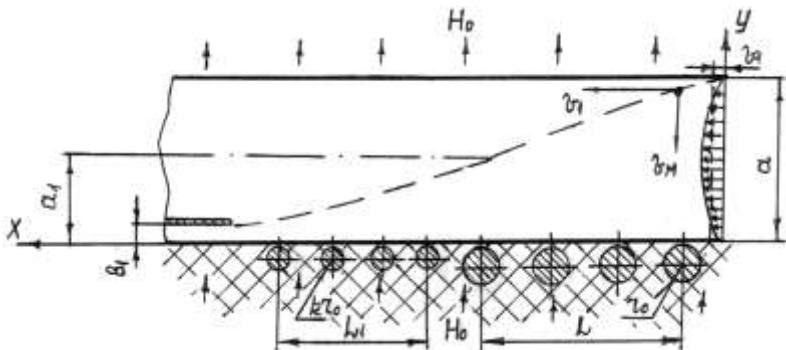


Рисунок. Комбинированная схема проточного плоского щелевого канала ВГМС с последовательным расположением ФЭ;  $H_0$  - напряженность внешнего однородного магнитного поля

Указанный класс задач можно решать в следующем порядке. Используя данные [5]), после простых преобразований и перехода от неравенств к равенствам, получим следующее уравнение в безразмерных параметрах

$$k^2 + \left( \frac{L_1}{L} - \frac{b_1}{3r_0} \right) k - \frac{L_1}{L} = 0 \quad (1)$$

где:  $k = r_{01} / r_0$  - отношение радиусов (диаметров) цилиндрических ФЭ второй и первой ступеней в комбинированной системе канала

Из конструктивных соображений  $\left( \frac{L_1}{L} - \frac{b_1}{3r_0} \right) \approx 0$ , тогда

$$k \approx \sqrt{\frac{L_1}{L}}, \quad r_0 \approx \frac{b_1 L}{3L_1} \quad (2)$$

Отсюда вытекает следующий порядок расчета:

1. Задаемся из конструктивных соображений величинами  $b_1, \frac{L_1}{L}$ , (должно быть  $k < 1, \frac{L_1}{L} < 1, b_1 \geq r_0$ ) из уравнений (2) находим

$k, r_0$  и соответственно  $r_{01} = k r_0$ .

2. Поскольку из равенства (2) следует, что  $\frac{L_{np1}}{L_{np}} \approx \frac{L_1}{L}$  (здесь:

$$L_{np} = \frac{La}{a - a_1}; L_{np,1} = \frac{L_1 a_1}{a_1 - b_1} - \text{«приведенные» длины участков первой и}$$

второй ступени щелевого канала соответственно), то отсюда находим

$$a_1 \approx \sqrt{ab_1} = b \sqrt{\frac{L}{L_1}} \quad (3)$$

3. Используя зависимости, приведенные в работе[5]:  $r_0 \leq \frac{2H_0}{27B}$ ,

$$d_0 = 2r_0, B = \sqrt{\frac{\nu_1 \eta}{L_{np} \Delta \chi \mu_0 r_1^2}} \text{ находим } L_{np} \text{ и с учетом (3), находим } L, \text{ затем}$$

$L_1$  и ширину канала  $a = 3r_0$ .

Так, например, пусть  $b_1 = 0,4$  мм,  $L/L_1 = 0,5$ , остальные данные:  $H_0 = 2,4 \times 10^2$  кА/м;  $\Delta \chi = 10^{-5}$ -разность магнитных восприимчивостей дисперсной частицы и несущей среды,  $\nu_1 = 10^{-2}$  - скорость частицы в потоке,  $r_1 = 10^{-6}$  м - эффективный радиус частицы.

Тогда  $r_0 \approx 0,3$  мм,  $k = 0,7$ ,  $r_{01} \approx 0,2$  мм,

$a = 3 \times 0,3 \approx 1$  мм,  $a_1 = 0,6$  мм,  $L_{np} \approx 0,76$  мм,  $L = 0,46$  м = 460 мм,

$L_1 = 0,23$  м = 230 мм.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Семенов С.Н., Кузнецов А.А. Проточное фракционирование в по-перечном высоко-градиентном магнитном поле // Журнал физической химии Т. LX, №2. 1986. С. 424-428.
- 2.. Семенов С., Н. Проточное фракционирование в поперечном маг-нитном поле // Жур-нал физической химии Т. LX, №5, 1986. С. 1231-1233.
3. Блум Э.Я., Римша А.Я., Чухров А.Ю. Конвекция и массоперенос при высокоградиент-ной магнитной сепарации коллоидных частиц // Магнитная гидродинамика. Рига: Зинат-не №2, 1987, С. 28-40.
- 4.. Жолудь А.М., Кошевский Б.Э. Пара-и-диамагнитофорез микрочастиц в высокогради-ентном магнитном поле короткого намагниченного цилиндра. 14-я Международная Плеская научная конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям. Сеп-тябрь, 2010, Плес, Россия. Сборник научных трудов. С.264-269.
5. Федоров О.Л., Скроботова Т.В. Оптимизация процесса магнитной сепарации. 14-я Международная Плеская научная конференция по нанодисперсным магнитным жидко-стям. Сентябрь, 2010, Плес, Россия. Сборник научных трудов. С. 287-295.

## **АВТОРСКИЙ ИНДЕКС**

<b>А</b>		<b>Ж</b>	
Анисимов Н.В.	293, 299	Жолудь А. М.	323
Арефьев И.М.	39, 126, 133, 140,369	Жуков А.В.	221, 293, 299
Арефьева Т.А.	39, 133, 140	<b>З</b>	
<b>Б</b>		Завалин В.К.	114
Балагуров И.А.	385	Закинян А.Р.	181, 188
Барышников А.Ю.	293, 299	Зарубин В.П.	376
Баштовой В.Г.	216	Захарова И.Н.	10, 18
Беджанян М.А.	184	Захлевных А.Н.	95, 102
Богословская О.А.	307	Зиятдинов Р.Р.	114
Божко А.А.	114, 120, 271	Зубарев А.Ю.	88
Борисенко О.В.	184	<b>И</b>	
Бочарова О.А.	293, 299	Иванов А.О.	52
Брусенцов Н.А.	293, 299	Испирян А.Г.	24
Брусенцова Т.Н.	293, 299	<b>К</b>	
Буркова Е.Н.	286	Кажан В.А.,	248
Бушуева К.А.	175, 280	Казаков Ю.Б.	126, 140, 340
<b>В</b>		Казакуца А.В.	335
Виноградов Н.,	335	Калаева С.З.	10, 18
Виноградова А.С.	242	Канторович С.С.	52
Власов А.М.	360, 369, 401	Карпова Г.В.	150
Втулкина Е.Д.	58	Кашевский Б.Э.	145, 316, 323
<b>Г</b>		Кашевский С.Б.	145, 316, 323
Гладких Д.В.	193	Киселев В.В.	376
Глущенко Н.Н.	307	Кобелев Н.С.	150
Голубева И.С.	293, 299	Ковалевская С.Д.	227
Голубятников А.Н.,	227	Кожевников В.М.	199, 204
Гуляев М.В.	293, 299	Колесникова А.А.	193
<b>Д</b>		Коробов М.И.	188
Демиденко О.В.	390	Коровин В.М.	248
Диканский Ю.И.	18, 24, 184,	Краков М.С.	329
Диканский Ю.И.	188, 193	Краузина М.Т.	120
Дмитриев В.В.	145	Ксенович Т.И.	293, 299
Елфимова Е.А.	58, 64, 70, 75	Кузнецов А.А.	46,
Ерин К.В.	210	Кузнецов В.Д.	293, 299
		Кузько А.Е.	170
		Кузьменко А.П.	163
		Куникин С.А.	24

**Л**

Лабкович О.Н.	31
Лабкович О.Н.	35
Ларионов Ю.А.	199, 204
Лебедев А.В.	39
Лосев Г.Л.	271
Лукинов А.А.	181
Луковкин Р.А.	355
Лунегов И.В.	109

**М**

Макаров В.М.	10, 18
Мартынов С.И.	277
Мизонов В.Е.	385
Минина А.С.	280
Мкртчян Л.С.	181
Морозов Н.А.	260
Морозова Д.Ю.	395
Моцар А.А.	216

**Н**

Налетова В.А.	216, 233, 242
Нестеров С.А.	260
Нехорошкова Ю.Е.	70
Никитин М.П.	293, 299
Никитин П.И.	293, 299
Никитина С.А.	376
Никифоров И.В.	329
Николаев В.И.	18

**О**

Ольховская И.П.	307
Орлов Е.Ю.	163

**П**

Пахолкова Т.А.	360, 401
Пелевина Д.А.	233
Перминов С.М.	347, 401
Перминова А.С.	347
Петров Д.А.	95, 102

Петухов В.Б.	293, 299
Пирогов Ю.А.	293, 299
Платонов В.Б.	163
Погирицкая С.Г.	31
Покровский А.А.	376
Полетаев В.А.	360, 369, 376, 401
Полунин В.М.	150, 157, 163
Полянский В.А.	293, 299
Путин Г.Ф.	114, 120, 271
Пшеничников А.Ф.	46, 286

**Р**

Радионов А.В.	24, 39, 335
Рахметова А.А.	307
Рекс А.Г.	216
Ряполов П.А.	150, 163

**С**

Сабиров А. А.	109
Сайкин М.С.	390, 395
Сидоров А.С.	114, 271
Сизов А.П.	355
Симоновский А.Я.	254
Скроботова Т.В.	417
Соловьёва А.Н.	10
Соловьёва А.Ю.	64
Стороженко А.М.	157, 163
Страдомский Ю.И.	140, 347, 411
Субботин И.М.	82
Сулоева Л.В.	31
Суслов С.А.	114

**Т**

Танцюра А.О.	157
Терзи М.Е.	18
Терпинская Т.И.	316
Тихонов А.И.	126, 340

Тищенко Д.А. 293, 299  
Ткач Л.Ю. 277  
Турков В.А. 233, 242  
Турьшева Е.В. 75

## **У**

Улащик В.С. 316

## **Ф**

Федоров О.Л. 417  
Филиппов В.А. 411

## **Х**

Холопов В.Л. 254  
Хохлов А.Р. 293, 299

## **Ч**

Чекаданов А.С. 163  
Чернобай В.А. 31  
Чернышева Е.В. 157  
Чеснокова А.А. 10

Чириков Д.Н. 88  
Чуенкова И.Ю. 199  
Чуенкова И.Ю. 204

## **Ш**

Шабанова И.А. 150  
Шипилин А.М. 10, 18,  
Шурыгин А.М. 267  
Шурыгин М.Н. 267

## **Я**

Яновский А.А. 254

Abu-Bakr A.F. 312  
Berthiaux H. 385  
Rovigatti L. 52  
Sciortino F. 52  
Tavares J.M. 52  
Zubarev A. Yu. 312

**16-я Международная Плесская научная конференция  
по нанодисперсным магнитным жидкостям**

**Сборник научных трудов**

Подписано в печать 10.08.14. Формат 60x84 <sup>1</sup>/<sub>16</sub>.

Печать плоская. Усл. печ. л. 24,64. Тираж 120 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.