



**13-я  
МЕЖДУНАРОДНАЯ  
ПЛЕССКАЯ  
КОНФЕРЕНЦИЯ  
ПО НАНОДИСПЕРСНЫМ  
МАГНИТНЫМ  
ЖИДКОСТЯМ**

*Посвящается 70-летию Орлова Дмитрия Васильевича*

**сентябрь, 2008  
Плес, Россия**

**Сборник  
научных трудов**

Организована

**при поддержке Российского фонда фундаментальных  
исследований проект № 08-02-06103**

Министерством образования и науки РФ

Академией электротехнических наук РФ

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

Институтом механики Московского государственного университета  
ФГУП «СКТБ Полюс»



13-я Международная Плесская конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям организована Министерством образования и науки РФ, Академией электротехнических наук РФ, Институтом механики Московского государственного университета, ГОУ ВПО «Ивановский государственный энергетический университет им. В.И. Ленина», проблемной научно-исследовательской лабораторией прикладной феррогидродинамики и ФГУП «СКТБ Полос» при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований проект № 08-02-06103.

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 987-5-89482-551-9

© ГОУ ВПО «Ивановский государственный энергетический университет им. В.И. Ленина», 2008

## СОДЕРЖАНИЕ

К 70-летию Орлова Дмитрия Васильевича	9
<b>РАЗДЕЛ 1. Физико-химические аспекты синтеза новых магнитных нанодисперсных систем</b>	20
<b>Степанов Г.В.</b> Эффект памяти формы или эффект псевдопластичности магнитоуправляемого эластомера	21
<b>Байбуртский Ф.С., Балдохин Ю.В., Киселёв М.Р., Лубман Г.У., Петелин А.Г., Цыганова Т.В.</b> Получение магнитоуправляемого адсорбента и исследование его свойств	27
<b>Кашевский Б.Э., Кекало Е.А. Агабеков, В.Е., Кашевский С.Б., Прохоров И.В., Жавнерко Г.К.</b> Влияние количества кобальта на эффективность поглощения энергии наночастицами Fe-Co ферритов	40
<b>Разумков А. В.</b> Начальная восприимчивость системы взаимодействующих диполей	45
<b>Калаева С.З., Ерехинская А.Г., Макаров В.М., Шипилин А.М., Шипилин М.А.</b> Электрохимический способ получения наночастиц магнетита из железосодержащих отходов для синтеза магнитных жидкостей	50
<b>Калаева С.З., Ерехинская А.Г., Макаров В.М., Лузев В.Ф., Шипилин М.А.</b> Получение магнитных жидкостей с применением отходов природного магнетита	55
<b>Шипилин М.А., Макаров В.М., Калаева С.З., Ерехинская А.Е., Васильев С.В., Захарова И.Н., Русаков В.С., Шипилин А.М.</b> Месбауэровские исследования магнитных жидкостей	57
<b>РАЗДЕЛ 2. Физические свойства и коллоидная стабильность, процессы агрегации</b>	62
<b>Дугинов В.Н., Балашою М., Барсов С.Г., Бика Д., Векас Л., Воробьев С.И., Грицай К.И., Жуков В.А., Комаров Е.Н., Коптев В.П., Котов С.А., Мамедов Т.Н.<sup>1</sup>, Петреску К., Щербаков Г.В.</b> Исследование замороженной феррожидкости на основе Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub> $\mu$ SR-методом	63
<b>Ерин К.В., Диканский Ю.И.</b> Определение времени релаксации объемного заряда в магнитных коллоидах по измерению эффекта двойного лучепреломления	69

<b>Куникин С.А., Гладких Д.В., Диканский Ю.И., Радионов А.В.</b> Особенности намагничивания магнитных жидкостей на основах повышенной вязкости	75
<b>Коновалова Н.И., Мартынов С.И.</b> Динамика магнитных частиц в потоке вязкой жидкости	81
<b>Полунин В. М., Карпова Г. В., Кутуев А. Н., Хотынюк С.</b> Определение реологических и кинетических параметров магнито-жидкостных вставок	87
<b>Полунин В.М., Ряполов А.Н., Ряполов П. А.</b> Прохождение ультразвука через ферросуспензию	94
<b>Полунин В.М., Карпова Г.В., Пауков В.М., Родионова А.А., Ряполов П. А.</b> Некоторые особенности акустомагнитного эффекта в магнитной жидкости	100
<b>Зубко В.И. Лесникович А.И., Зубко Д.В., Романчик В.С., Воробьева С.А., Сицко Г.Н.</b> Влияние структуры магнитной жидкости на ее электрические свойства	107
<b>Кашевский Б.Э., Кашевский С.Б., Прохоров И.В.</b> Магнитодинамика суспензий высококоэерцитивных частиц в простых и вязкоупругих жидкостях	112
<b>Кашевский С.Б.</b> Трансформация дисперсной структуры в сохнувшей полимерной плёнке при воздействии вращающегося магнитного поля	118
<b>Лебедев А. В.</b> Вязкость концентрированных магнитных жидкостей	124
<b>Пшеничников А.Ф., Федоренко А.А.</b> Получение кривых намагничивания с помощью метода скрещенных магнитных полей	130
<b>Пирожков Б.И.</b> Нелинейные эффекты при изучении магнитной жидкости в соосных магнитных полях	136
<b>Лахтина Е.В., Матусевич Н.П.</b> Динамика намагничивания магнитных жидкостей на основе кобальта	141
<b>Семенова О.Р., Захлевных А.Н.</b> Влияние сегрегационных эффектов на ориентационные переходы в ферронематике	146
<b>Елфимова Е.А., Иванов А.О., Крутикова Е.В.</b> Ионностабилизированные магнитные жидкости: межчастичные корреляции и структурный фактор рассеяния	152
<b>Данилов В.А., Прокопьева Т.А., Канторович С.С.</b> Структуры основного состояния тонкого слоя магнитной жидкости: теория и компьютерные эксперименты	158

<b>Иванов А.С., Пшеничников А.Ф.</b> Магнитодиффузия частиц в плоском слое магнитной жидкости	163
<b>Пшеничников А.Ф.</b> Магнитофорез и диффузия частиц в концентрированных магнитных жидкостях	168
<b>Баштовой В.Г., Рекс А.Г., Климович С.В.</b> Экспериментальное исследование влияния магнитофореза и броуновской диффузии на статику магнитных жидкостей	174
<b>Жуков А.В.</b> Решеточные структуры и суперферромагнетизм в тонких пленках коллоидных растворов ферромагнитных наночастиц	180
<b>Чеканов В.В., Бондаренко Е.А., Гетманский А.А.</b> Электроинтерференция при осаждении наночастиц на металлическом электроде	186
<b>РАЗДЕЛ 3. Магнитная гидродинамика, тепло- и массообмен, конвекция и волны</b>	191
<b>Симоновский А.Я., Зубенко Е.В.</b> Испарение и структурная самоорганизация в капле магнитной жидкости	192
<b>Симоновский А.Я., Травкина Т.В.</b> Движение газового пузырька в двухслойной намагничивающейся системе	197
<b>Полянский В.А., Тятюшкин А.Н.</b> Нагрев неравновесно намагничивающегося тела в переменном поле	203
<b>Симоновский А.Я., Ярцева Е.П.</b> О равновесии висящей капли магнитной жидкости в магнитном поле	209
<b>Авдеева О.А., Гришанина О.А., Симоновский А.Я.</b> Моделирование паро-воздушных полостей в магнитной жидкости в окрестности намагничивающегося конуса	214
<b>Диканский Ю.И., Закинян А. Р. Нечаева О.А., Шацкий В.П.</b> Особенности вращения взвешенной в магнитной жидкости немагнитной капли во вращающемся магнитном поле	221
<b>Елагин И.А., Стишков Ю.К., Чирков В.А., Глушенко П.В.</b> Компьютерное моделирование процессов естественной конвекции и ЭГД-течений в симметричной системе нагревателей-электродов	227
<b>Стишков Ю.К., Гак Е.З., Павлов В. А., Пугач О.А.</b> Компьютерное моделирование и экспериментальное исследование МГД-течений в сильных электролитах	236

<b>Сарапулов Ф.Н., Сарапулов С.Ф., Сидоров О.Ю.</b> Математическое моделирование МГД-процессов в электромагнитном вращателе расплава	244
<b>Балмасова О.В., Королев В.В., Рамазанова А.Г.</b> Изотермы адсорбции-десорбции олеиновой, линолевой и линоленовой кислот из растворов циклогексана и гептана на поверхности высокодисперсного магнетита	250
<b>Королев В.В., Арефьев И.М.</b> Магнитотепловые свойства высокодисперсных магнетиков	256
<b>Кожевников В.М., Чуенкова И.Ю., Данилов М.И., Ястребов С.С.</b> Динамика структурных превращений в тонком слое магнитной жидкости при воздействии электрического поля	263
<b>Налетова В.А., Рекс А.Г., Савчук Е.Л., Тайнова А.А., Цвирко М.И.</b> Равновесие и устойчивость капли магнитной жидкости на пластине в магнитном поле	269
<b>РАЗДЕЛ 4. Применение нанодисперсных систем в медицине, биологии и экологии</b>	275
<b>Морозов Н.А., Страдомский Ю.И.</b> Объемная очистка воды от нефтепродуктов	276
<b>Александрова Г.П., Грищенко Л.А., Медведева С.А.</b> Реологические свойства наноразмерного биомагнетика ферроарабиногалактана	280
<b>Брусенцов Н.А., Брусенцова Т.Н., Полянский В.А. Пирогов Ю.А., Учеваткин А.А., Куприянов Д.А., Дубина А.И., Никитин П.И., Ксенович Т.И., Никитин М.П., Вольтер Е.Р., Иванов А.В.</b> Физико-химические и биологические принципы магнитогидродинамической термохимиотерапии злокачественных опухолей нанопрепаратами	286
<b>Фаткуллина Л.Д., Кривандин А.В., Бурлакова Е.Б.</b> Действие высокодисперсного железа на структуру мембран эритроцитов и липосом в модельных экспериментах	295
<b>Глущенко Н.Н., Богословская О.А., Байтукалов Т.А., Ольховская И.П., Кисс В.И.</b> Биологическая активность композиции наночастиц железа, цинка, меди	304
<b>Маркелова М.Н., Мельников О.В., Горбенко О.Ю., Кауль А.Р., Ацаркин В.А., Демидов В.В., Рой Э., Одинцов Б.М.</b> Новые подходы к синтезу материалов на основе $La_{1-x}Ag_xMnO_{3+\delta}$ для локальной гипертермии	310

<b>Кажан В.А., Коровин В.М.</b> Влияние сильного продольного магнитного поля на распад цилиндрической плёнки магнитной жидкости внутри капилляра	317
<b>Брусенцов Н.А., Полянский В.А., Брусенцова Т.Н.</b> Магнито-гидродинамическая термохимиотерапия злокачественных опухолей магнитоуправляемыми нанопрепаратами в экспериментальной онкологии	323
<b>Вольтер Е.Р., Кубрава Т.Г.</b> Гепатотоксический потенциал наномagnetита, модифицированного олеатом	337
<b>Баркая В.С., Вольтер Е.Р.</b> Реакция системы кроветворения на наномagnetитовую агрессию	343
<b>Жолудь А.М., Кашевский Б.Э., Кульчицкий В.А., Терпинская Т.И.</b> Разработка метода массовой магнитной характеристики клеточных суспензий	347
<b>Коченов В.И., Цыбусов С.Н., Анесоглян О.М., Ерошевский В.В., Николаев И.И., Лещёв В.В., Григорьев А.Г., Черкасова О.Г., Шабалкина Е.Ю., Козьякин В.В.</b> Амбулаторная криохирургия вросшего ногтя и атером с использованием ферромагнитных теплопроводных сред и кислородной криоконденсации	352
<b>РАЗДЕЛ 5. Применение нанодисперсных магнитных жидкостей в технике</b>	358
<b>Грабовский Ю.П., Евтушенко М.Б., Лисин А.В.</b> Регенерация магнитных жидкостей, используемых в процессе сепарации	359
<b>Казakov Ю.Б., Ершов А.Г.</b> Трёхмерный анализ магнитного поля магнито-жидкостного герметизатора с учетом эксцентриситета вала	366
<b>Шурыгин А.М., Шурыгин М.Н., Крылов Н.И.</b> Разработка средств управления процессом колебаний машин и механизмов	370
<b>Баусов А.М., Сайкин М.С., Семенов И.В., Шевяков А.Н.</b> Установка для испытаний комбинированных герметизаторов с магнитной наножидкостью	375
<b>Сизов А.П., Сергеев Е.В., Снегирев Д.Г.</b> К разработке термоуправляемого магнитожидкостного уплотнения	380
<b>Погирицкая С.Г., Чернобай В.А., Зенько Н.В.</b> Форма свободной поверхности магнитной жидкости в высокоскоростном уплотнении	383
<b>Чеканов В.В., Ходус Н.И.</b> Экспериментальное исследование давления в магнитной жидкости в межэлектродном пространстве плоского конденсатора	388

<b>Казаков Ю.Б., Тихонов А.И.</b> Расчет поля скоростей течения псевдопластичной магнитной жидкости в зазоре магнитожидкостного герметизатора с неоднородным магнитным полем, мощности потерь и момента трения при максимальном перепаде давления	394
<b>Баранцева Е.А., Мизонов В.Е.</b> Кинетика формирования дисперсных смесей с малым содержанием ключевого компонента	400
<b>Налетова В.А., Виноградова А.С., Рекс А.Г.</b> Особенности влияния магнитного поля линейного проводника с током на форму объема магнитной жидкости	405
<b>Голубятников А.Н.</b> Модели механики анизотропно жестких магнитных средств	411
<b>Виноградов А.Н., Радионов А.В., Казакуца А.В.,</b> О совершенствовании конструкции комбинированных магнито-жидкостных герметизаторов, предназначенных для замены бесконтактных уплотнений подшипниковых узлов электродвигателей	419
<b>Гурский А.Н.</b> Течение магнитореологической жидкости в рабочем зазоре цилиндрической магнитореологической муфты	428
<b>Филиппов В.А., Страдомский Ю.И.</b> Анализ способов классификации немагнитных материалов по плотности	434
<b>Перминов С.М.</b> Влияние магнитных свойств нанодисперсных магнитоуправляемых магнитных жидкостей на проводимость и параметры магнитного поля рабочего зазора герметизатора	439
<b>Перминов С.М.</b> Разработка новых способов заправки магнито-жидкостных герметизаторов	441

## К 70-ЛЕТИЮ ОРЛОВА ДМИТРИЯ ВАСИЛЬЕВИЧА!

**21 апреля исполнилось бы 70 лет Дмитрию Васильевичу Орлову, основателю научного направления «Магнитные жидкости» в Ивановском государственном энергетическом университете.**



Дмитрий Васильевич родился в городе Иваново в семье известных педагогов. В 1955 году поступил и в 1960 году с отличием окончил Ивановский энергетический институт (ИЭИ) по специальности «Электрические машины и аппараты». Его незаурядные способности и стремление к науке были замечены, и он был приглашен на кафедру «Электрические машины и аппараты» (ЭМА) на должность ассистента с целью организации подготовки инженеров по специальности «Электрические аппараты».

Работая ассистентом, Дмитрий Васильевич самостоятельно нашел актуальную научную задачу по исследованию электромагнитных реле времени. В 1962 году поступает в целевую аспирантуру при кафедре «Электрические аппараты» Московского энергетического института, которую успешно заканчивает в 1965 году с защитой кандидатской диссертации. Результаты исследований легли в основу его монографии «Электромагниты с замедлением», выпущенной в издательстве «Энергия» [1]. Пребывая в аспирантуре, Дмитрий Васильевич активно участвовал в работе научных семинаров маститых ученых и проникся научными проблемами, стоящими перед электромеханикой на рубеже 1960÷1970-х годов при освоении космоса. В 1965 году он возвращается в ИЭИ и активно участвует в совершенствовании подготовки инженеров по специальности «Электрические аппараты». Внедряет в учебный процесс новые курсы и лабораторные работы. В 1966 году избирается на должность доцента кафедры ЭМА.

С 1965 года по его инициативе и под его руководством на кафедре ЭМА начались работы по созданию герметизирующих устройств космических аппаратов. Для решения данной проблемы Д.В. Орлов предложил использовать жидкий металл – галлий. Организованным им научным коллективом, основную часть которого составляли талантливые выпускники кафедры, аспиранты и студенты, был выполнен ком-

плекс научно-исследовательских работ по созданию индукционных жидкометаллических уплотнений. Данный тип уплотнений был использован для стендовых испытаний подшипниковых узлов колес советских луноходов «Луноход – 1» и «Луноход – 2». По данной теме в 1973 году Н.А. Морозов, первый аспирант Д.В. Орлова, защитил кандидатскую диссертацию. Однако ИЖМУ, обладая высокой герметичностью, не получили большого распространения вследствие небольшого перепада давления, удерживаемого ими.

Поиск более эффективного метода решения проблемы герметизации привел научную группу Д.В. Орлова в 1970 году к идее использования магнитных жидкостей. В ИЭИ по научному направлению «Магнитные жидкости» работал большой коллектив, в который входили сотрудники научно-исследовательского сектора, преподаватели кафедр электрических машин, химии, физики, высшей математики, технологии машиностроения, техники высоких напряжений. В 1977 году Дмитрий Васильевич защищает докторскую диссертацию на тему «Теория, исследование и разработка электромеханических систем герметизации».

В связи с перспективностью применения новых магнитоуправляемых материалов СМ СССР в 1976 г. выпустил постановление № 409-147 по координации этих работ для космической техники, а в 1980 г. при ИЭИ по решению Министерства общего машиностроения СССР и Минвуза РСФСР были открыты Специальное конструкторско-технологическое бюро «Полнос» и Проблемная научно-исследовательская лаборатория прикладной феррогидродинамики. Директором – главным конструктором и научным руководителем вновь созданных первых в стране специализированных организаций в области наукоемких магнито-жидкостных технологий был назначен д-р техн. наук, профессор Д.В. Орлов. На этом поприще он проработал до 1986 г.

**Основные достижения СКТБ «Полнос».** Комплексные теоретические и экспериментальные исследования, проведенные в СКТБ «Полнос», позволили создать высокоэффективные магнитные жидкости (МЖ) и новые электромеханические устройства (ЭМУ) на их основе: абсолютно герметичные магнито-жидкостные уплотнения (МЖУ) валов и штоков; быстроразъемные уплотнения крышек и фланцевых соединений для вакуумной, химической и биологической технологий; пылезащитные уплотнения для прецизионного оборудования и приборов; герметичные подшипниковые узлы и зубчатые передачи с магнитоуправляемыми смазочными материалами для работы в условиях неблагоприятного воздействия пара, морского климата и широкого диапазона температур; магнитоуправляемые муфты и тормоза для техники нового поколения; высокоточные магнито-жидкостные датчики угла наклона, ускорения и малых перепадов давлений для систем

автоматического регулирования и измерения; демпфирующие и виброизолирующие устройства.

В СКТБ «Полус» подготовлено и освоено мелкосерийное производство 7 наименований МЖ и различных ЭМУ на их основе, а также оказана помощь по подготовке серийного производства МЖУ на предприятиях аэрокосмического комплекса: ФГУП «Научно-производственное объединение им. С.А. Лавочкина», ОАО «Научно-производственное объединение «Геофизика-НВ», Государственный научно-производственный ракетно-космический центр «ЦСКБ – Прогресс», Ракетно-космическая корпорация «Энергия», ФГУП «Научно-производственное объединение «Техномаш» Российского авиационно-космического агентства.

Разработанные ЭМУ опробованы и широко применяются в космической технике, химических и биологических реакторах, в криогенной и атомной энергетике, в установках по вакуумной плавке и электронно-лучевой сварке, в накопителях памяти персональных компьютеров, в технологических лазерах и текстильном отделочном оборудовании, в механизмах передачи движения. Благодаря применению новых ЭМУ удалось создать принципиально новую технику, не имеющую аналогов в отечественной и зарубежной практике, например спецаппарат для дистанционного космического зондирования Земли, установку для электронно-лучевой сварки крупногабаритных конструкций с локальным вакуумированием шва, высокоскоростную систему горизонтирования платформы и др. Гарантийные сроки эксплуатации ЭМУ в космической технике были доведены до 10–15 лет и в реальных условиях подтверждены (например, МЖУ космической орбитальной станции «Мир»).

Сравнительные испытания МЖ и ЭМУ Ferrofluidics Corp. (США) и СКТБ «Полус», проведенные в 1989–1996 гг. в России и Южной Корее, показали, что МЖ, производимые в СКТБ «Полус», по основным физико-химическим свойствам соответствуют мировому уровню.

**Основные достижения ПНИЛ ПФГД.** За период с 1980 г. ПНИЛ феррогидродинамики получены научные результаты, являющиеся существенным вкладом в развитие фундаментальных и прикладных исследований магнитных жидкостей.

Проведена широкая серия синтеза магнитных коллоидов с изменением условий посадки поверхностно-активного вещества на ультрадисперсную магнитную фазу с варьированием температуры, концентрации, типов растворителей. Проведены комплексные калориметрические измерения процессов смешения компонентов МЖ с органическими растворителями и закономерностей адсорбции ПАВ на поверхности ультрадисперсных частиц.

Выполнены разработка и исследование способов получения магнитных жидкостей и ультрадисперсных магнитных порошков химическим соосаждением в водно-органических средах в тонких слоях. Исследованы методами ИК-спектроскопии, электронной микроскопии, электронографии, дериватографии, Мессбауэровской и ЯГР-спектроскопии устойчивость и физико-химические свойства магнитных жидкостей, определены закономерности состава и активации приповерхностных состояний супердисперсных кристаллитов.

Разработаны, исследованы и внедрены МЖУ вводов возвратно-поступательного движения (ВПД), созданы оригинальные конструкции, методика их проектирования и расчета. Исследованы газодинамические процессы в многозубцовой системе МЖУ ВПД в условиях пробоя, изучены и промоделированы гидродинамические аспекты механизма уноса и увлечения МЖ движущейся подложкой, исследованы закономерности взаимодействия МЖ с твердыми граничными поверхностями и их влияние на адгезию МЖ в МЖУ ВПД. Разработаны конструкции и методы расчета магнитожидкостных опор, исследованы их функциональные характеристики. Разработаны пылегазозащитные магнитожидкостные уплотнения.



9-я Плесская конференция по магнитным жидкостям, 2000 г.

Выполнено численное моделирование магнитных, электрических, температурных полей в магнитожидкостных устройствах. Разработаны методики и программы расчета и оптимизации их магнитных систем.

Проведено моделирование гидродинамических процессов в МЖУ, разработаны программы, алгоритмы, методы расчета и прогнозирования момента трения, реализованные методом конечных разностей на ЭВМ.

Разработаны, исследованы и внедрены в различные отрасли промышленности МЖУ для герметизации жидких сред, подвергаемых воздействию переменных скоростей вращения вала, температур, исследованы закономерности влияния на удерживающую способность внешних факторов. Разработаны, исследованы и внедрены МЖУ для герметизации химически агрессивных, биологически активных сред, подвергаемых воздействию циклических и длительных непрерывных воздействий высоких температур.

Значителен вклад Дмитрия Васильевича в формировании научного направления «Магнитные жидкости» и организацию исследований в этой области в масштабах всей страны. Он, совместно с В.В. Гогосовым, был инициатором и организатором Всесоюзных, а ныне Международных научных конференций по магнитным жидкостям (I – 1978, II – 1981, III – 1983, IV – 1985, V – 1988, VI – 1991, VII – 1996, VIII – 1998, IX – 2000, X – 2002 гг.), которые традиционно проводятся в г. Плес Ивановской области. Дмитрий Васильевич принимал в них самое активное участие вплоть до 2002 г.

Во многом благодаря его организационным способностям и пробивной настойчивости были сформированы различные государственные программы по развитию научного направления «Магнитные жидкости», утвержденные постановлениями Совета Министров СССР, ГКНТ СССР, АН СССР, Минвуза РСФСР.

Дмитрий Васильевич был основателем ивановской научной школы по магнитным жидкостям. При его руководстве и консультациях защищены 5 докторских и более 20 кандидатских диссертаций. Он автор более 100 научных работ и 50 изобретений. По итогам выполнения научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ по важнейшей тематике в 1985 году директор СКТБ «Полус» Орлов Д.В. награждается орденом «Знак Почета» и золотой медалью ВДНХ СССР. В 1986 году Дмитрий Васильевич переезжает в Москву, где работает ведущим научным сотрудником Института машиноведения АН СССР, руководит филиалом кафедры Института приборостроения в биологическом центре АН СССР в городе Пущино, продолжая активно сотрудничать с ИГЭУ по научному направлению «Магнитные жидкости». В 2004 году за решение важных государственных научно-технических задач с использованием магнитожидкостных устройств он награжден премией Правительства Российской Федерации.

В общении он был интересным, обаятельным, культурным собеседником, генератором различных идей, прекрасно пел и играл на фортепьяно, в молодости участвовал в художественной самодеятельности. Будучи страстным охотником и рыболовом, он любил Плес, волжские просторы и всегда стремился в эти края.

10 октября 2002 года Дмитрий Васильевич умер вследствие тяжелой болезни. По прошествии времени понимаешь, что имел счастье работать с истинным ученым и, благодаря ему, участвовать в становлении нового научного направления.

#### **СПИСОК ОСНОВНЫХ НАУЧНЫХ ТРУДОВ ОРЛОВА Д.В. по научному направлению «Магнитные жидкости»**

1. Орлов Д.В. Электромагниты с замедлением. – М.: «Энергия», 1970, 97 с.
2. Орлов Д.В., Морозов Н.А. Расчет параметров электромагнитной системы с подвижным экранирующим витком // Вопросы теории и надежности электрических машин и аппаратов. Сб. научных трудов ИЭИ. – М.: Энергия, 1970. Вып.2., 6 с.
3. Орлов Д.В., Морозов Н.А., Разоренова И.Е. Расчет поля и электромагнитных усилий в индукционном жидкометаллическом уплотнении // Вопросы теории и надежности электрических машин и аппаратов: Сб. науч. тр. ИЭИ. – М.: Энергия, 1971. – Вып.3. – 8 с.
4. Орлов Д.В., Морозов Н.А., Разоренова И.Е. Анализ магнитогидродинамического течения в индукционном жидкометаллическом уплотнении: Сб. мат-лов к V Таллинскому совещанию по электромагнитным расходомерам и электротехнике жидких проводников, вып. 2, изд-е Эстонского правления НТО, Приборпрома и др. – Таллин, 1971. – 10 с.
5. Орлов Д.В., Морозов Н.А. Исследование частотных характеристик электро-магнитной системы индукционного жидкометаллического уплотнения: Мат-лы конф. «Участие молодых специалистов, рационализаторов и изобретателей в совершенствовании производства», изд-е Ивановского обл. совета НТО и др. – Иваново, 1971.
6. Орлов Д.В., Морозов Н.А. Оптимальные соотношения в индукционном жидкометаллическом уплотнении // Магнитная гидродинамика. – 1972. – №3. – С. 105 – 110.
7. Орлов Д.В., Морозов Н.А. О применении индукционного жидкометаллического уплотнения в качестве дозатора жидкого металла // МГД в металлургии и литейном производстве: Мат-лы I Всесоюз. семинара «Электромагнитные методы воздействия на жидкий металл в литейном производстве» / Институт проблем литья АН Укр. ССР. – Киев, 1972. – 5 с.
8. Орлов Д.В., Морозов Н.А. Схема замещения индукционного жидкометаллического уплотнения // Вопросы теории и расчета электрических машин и аппаратов: Сб. науч. тр. ИЭИ. – М.: Энергия, 1974. – Вып. 5. – 6 с.
9. Орлов Д.В., Калинин А.К., Ошиток В.А. Исследование сил, действующих на ферромагнитную жидкость в рабочем зазоре феррогидродинамического уплотнения: Сб. «Вопросы теории и надежности электрических машин и аппаратов». – Иваново: ИЭИ, 1974. – Вып. 5. – С.148–153.
10. Аврамчук А.З., Калинин А.К., Михалев Ю.О., Орлов Д.В. Герметичный ввод вращательного движения // Приборы и техника эксперимента. – 1975. – №3. – С. 191–192.

11. Орлов Д.В., Страдомский Ю.И. Расчет поля и статического удерживаемого давления магнитного уплотнения // Вопросы теории и расчета электрических аппаратов. Иваново: ИЭИ, 1975. – С.35–45.
12. Hermetic inlet of rotary movement with magnetic liquid tightening / A.Z.Avranchuk, A.K.Kalinkin, Y.O.Mikhalev, D.V.Orlov et. al. //Instrum. exper. techniq. – 1975. – Vol.18. N3. – P.900–901.
13. Орлов Д.В., Страдомский Ю.И. Расчет магнитного уплотнения в статическом режиме: Движение гетерогенных сред в средних и сильных магнитных полях. – Свердловск, 1978. – С.57–66.
14. Исследование рабочих характеристик магнитожидкостных уплотнений / А.З. Аврамчук, Ю.О. Михалев, Д.В. Орлов, А.П. Сизов // Физико-химическая механика трения. – Иваново: ИГУ, 1978. – С. 92–96.
15. Орлов Д.В., Михалев Ю.О. К отработке методики ускоренных испытаний ферромагнитной жидкости в магнитожидкостном уплотнении: Сб. «Теория и расчеты электрических машин и аппаратов». – Иваново: ИЭИ, 1978. – С. 109–114.
16. Термостойкие феррожидкостные уплотнители / Д.В. Орлов, А.П. Сизов, Ю.О. Михалев, Г.Е. Вахнин // Движение гетерогенных сред в сильных магнитных полях. – Свердловск: УНЦ АН СССР, 1978. – С. 70–76.
17. Орлов Д.В. Алексеев С.В. О герметичности магнитных уплотнений / Теория и расчеты электрических машин и аппаратов: Сб. – Иваново, 1978. – С.139–149.
18. Алексеев С.В., Орлов Д.В. Исследование фрикционных характеристик магнитожидкостных уплотнений // Физико-химическая механика процесса трения: Сб. – Иваново, 1978. – С.67–75.
19. Подгорков В.В., Орлов Д.В., Кутин А.А. Исследование смазочных свойств ферромагнитных жидкостей // Физико-химическая механика процессов трения. – Иваново: ИвГУ, 1978. – С. 75–78.
20. Михалев Ю.О., Орлов Д.В., Страдомский Ю.И. Исследование феррожидкостных уплотнений // Магнитная гидродинамика. – 1979. – N3. – С. 69–76.
21. Зиновьев Б.С., Михалев Ю.О., Орлов Д.В., Страдомский Ю.И. Выбор оптимальной геометрии магнитожидкостного уплотнения // Мат-лы Всесоюз. семинара по проблемам намагничивающихся жидкостей. – М.: Изд-во МГУ, 1979. – С.23–24.
22. Михалев Ю.О., Орлов Д.В., Перминов С.М., Страдомский Ю.И. Влияние последовательной установки элементарных полосов на рабочие характеристики магнитожидкостных уплотнений. – Там же. – С.4–5.
23. Михалев Ю.О., Орлов Д.В., Перминов С.М., Страдомский Ю.И. Поверочный расчет МЖУ с учетом стали полосов. – Там же. – С.43–45.
24. Орлов Д.В., Перминов С.М., Трофименко М.И., Страдомский Ю.И. Исследование магнитных характеристик ферромагнитных жидкостей. – Там же. – С.50–51.
25. Орлов Д.В., Страдомский Ю.И. Расчет удерживающего давления магнитожидкостного уплотнения. – Там же. – С.51–53.
26. Орлов Д.В., Страдомский Ю.И. Инженерный метод расчета МЖУ в статическом режиме. – Там же. – С.60–61.
27. Орлов Д.В., Страдомский Ю.И. Исходные уравнения и постановка задачи по исследованию МЖУ в динамике. – Там же. – С.61–62.
28. Орлов Д.В., Подгорков В.В., Кузьмин Н.Н., Гладков В.М. Исследование смазочного действия ферромагнитных жидкостей при трении и резании металлов // Физико-химическая механика процесса трения: Межвуз. сб. науч. тр., Иван. гос. ун-т. – Иваново, 1979. – С. 58–66.
29. Михалев Ю.О., Орлов Д.В., Трофименко М.И. Изучение реологических свойств высококонцентрированных ферромагнитных коллоидов в магнитном поле // Коллоидный журнал. – 1980. – N4. – С. 761–764.

30. Аврамчук А.З., Михалев Ю.О., Орлов Д.В., Потапов А.М., Страдомский Ю.И., Трофименко М.И. Свойства и перспективы применения феррожидкостей в электромашиностроении: Тез. докл. V Всесоюз. науч.-техн. конф. «Состояние и перспективы развития производства низковольтных асинхронных двигателей». – Владимир, 1980. – С.128–129.
31. Орлов Д.В., Перминов С.М., Страдомский Ю.И., Трофименко М.И. Исследование свойств феррожидкостей по их магнитной характеристикам. – Там же. – С.111–116.
32. Орлов Д.В., Смолин Б.И. Магнитожидкостные уплотнения в ферментерах // Микробиологическая промышленность. – 1981. – № 6.
33. Орлов Д.В., Калинин А.К., Михалев Ю.О. К расчету магнитной системы феррожидкостного уплотнения // Электромеханика. – 1981. – №9. – С. 1020–1023.
34. Свойства и перспективы применения феррожидкостей в электромашиностроении / А.З. Аврамчук, Ю.О. Михалев, Д.В. Орлов и др. // Электротехническая промышленность. Сер. Электрические машины. – 1981. – №2. – С. 1–3.
35. Астраханцев В.В., Орлов Д.В., Страдомский Ю.И. Расчет положения магнитной жидкости в зазоре магнитожидкостного уплотнения. Инст. физики АН Латв. ССР. Сб. «X-ое Рижское совещание по магнитной гидродинамике. Тез. докл.». Т.Ш. МГД-технология и устройства. – Саласпилс, 1981. – С.85–86.
36. Инст. физики АН Латв. ССР. Сб. «X-ое Рижское совещание по магнитной гидродинамике. Тезисы докладов» т.Ш. МГД-технология и устройства. – Саласпилс, 1981. – С.85–86.
37. Евсин С.И., Орлов Д.В., Страдомский Ю.И. Магнитожидкостная опора на основе эффекта выталкивания: Мат-лы II Всесоюз. школы-семинара по магнитным жидкостям. – М.: Изд-во МГУ, 1981. – С.100–101.
38. Орлов Д.В., Русакова Н.Н., Страдомский Ю.И. К вопросу расчета момента трения в магнитожидкостном уплотнении: Тез. докл. III Всесоюз. науч.-техн. совещания по уплотнительной технике. – Сумы, 1982. – С.126–127.
39. Орлов Д.В., Страдомский Ю.И., Перминов С.М., Борисов С.С. Исследование влияния геометрии рабочего зазора магнитожидкостного уплотнения на удерживаемый перепад давлений с учетом насыщения стали. – Там же. – С.128–129.
40. Орлов Д.В., Страдомский Ю.И., Перминов С.М. Исследование высокоскоростного магнитожидкостного уплотнения с линейной скоростью на поверхности вала до 30 м/с. – Там же. – С.130–131.
41. Орлов Д.В., Митькин Ю.А., Дюповкин Н.И. Разработка методов неразрушающего контроля качества феррожидкостей // Магнитная гидродинамика. – 1982. – № 4.
42. Орлов Д.В., Кудрянов Ю.В., Демкин Н.Б. Контактное взаимодействие при смазке магнитными жидкостями // Сб. «Физико-химические процессы в зоне контакта машин». – Калинин, 1983. – 4 с.
43. Орлов Д.В., Дюповкин Н.И. Исследование электрических свойств магнитных жидкостей // Магнитные жидкости: научные и прикладные исследования. – Минск: Изд-во ИТМО АН БССР, 1983. – С.26–32.
44. Евсин С.И., Орлов Д.В., Страдомский Ю.И. Исследование аксиальной магнитожидкостной опоры: Мат-лы III Всесоюз. школы-семинара по магнитным жидкостям. – М.: Изд-во МГУ, 1983. – С.101–102.
45. Орлов Д.В., Подгорков В.В. Магнитные жидкости в узлах трения // Трение и износ. – 1985. – Т. VI. – № 4.
46. Орлов Д.В., Дюповкин Н.И. Влияние электрического и магнитного полей на структуру магнитных жидкостей // Структурные свойства и гидродинамика магнитных коллоидов. – Свердловск: УНЦ АН СССР, 1986. – С.29–34.
47. Михалев Ю.О., Сизов А.П., Дюповкин Н.И. Некоторые свойства магнитных жидкостей и применение их для герметизации подвижных сопряжений машин // Трение и износ. – 1987. – Т.8. – №4. – С. 697–703.

48. Евсин С.И., Орлов Д.В., Страдомский Ю.И., Харьковский В.Б. Исследование возможности создания магнитожидкостных герметизаторов возвратно-поступательного движения // Магнитная гидродинамика. – №4. – 1987. – С.79–82.
49. Орлов Д.В., Страдомский Ю.И., Перминов С.М. Влияние геометрических размеров рабочей зоны магнитожидкостного уплотнения на удерживаемый им перепад давлений // Библиографический указатель ВИНТИ «Депонированные научные работы». – 1987. – №10. – С.174.
50. Михалев Ю.О., Земляков А.М., Орлов Д.В. Влияние магнитного поля на триботехнические характеристики магнитных смазок // Трение и износ. – 1987. – Т.8. – N2. – С. 288–292.
51. Орлов Д.В., Федоров О.Д., Скроботова Н.Н. Экспериментальное исследование ресурса магнитожидкостных уплотнений при герметизации жидких сред // Магнитная гидродинамика. – 1989. – № 4.
52. Болотов А.Н., Орлов Д.В., Созонтов К.А. О роли структурных компонентов магнитного поля в условиях граничной смазки // Трение и износ. – 1991. – Т.12. – № 5.
53. Орлов Д.В., Страдомский Ю.И., Перминов С.М. Расчет магнитной системы магнитожидкостных герметизаторов // Электричество. – 1992. – №5. – С.36–41.
54. Магнитные жидкости в машиностроении / Д.В. Орлов, Ю.О. Михалев, Н.К. Мышкин и др. // М.: Машиностроение, 1993. – 272 с.
55. Орлов Д.В., Савостьянов А.М., Семенов В.В. Экспериментальные исследования демпфирующих устройств на магнитных жидкостях // Магнитная гидродинамика. – 1994. – № 2.
56. Русакова Н.Н., Щелькалов Ю.Я., Орлов Д.В. Молекулярно-структурные аспекты прогнозирования устойчивости магнитных коллоидов и энергетические критерии механизма временной динамики старения магнитных коллоидов: Мат-лы итоговой науч. конф. ИвГУ. – Иваново, 1998. – С. 40–43.
57. Михалев Ю.О., Орлов Д.В., Лысенков С.Г., Сайкин М.С. Практическое применение магнитожидкостных уплотнений. Разработанных в СКТБ «Полус»: Тез. докл. 8-й Междунар. конф. по магнитным жидкостям. – Россия, Плес, 1998. – С.201–203.

**СПИСОК ИЗОБРЕТЕНИЙ ОРЛОВА Д.В.  
по научному направлению «Магнитные жидкости»**

1. А.С. 402283 Способ получения ферромагнитных коллоидов / Д.В. Орлов, В.Г. Курбатов, В.А. Силаев, А.П. Сизов, А.К. Калинин, В.В. Буданов, А.З. Аврамчук, Ю.В. Горьков // Б.И. 197 1, 12.
2. А.С. 420836 Вакуумное уплотнение / Д.В. Орлов, А.К. Калинин, А.П. Сизов, А.З. Аврамчук // Б.И. 1974, № 11.
3. А.С. 651159 СССР. Магнитожидкостное уплотнение / А.З. Аврамчук, Ю.О. Михалев, Д.В. Орлов, А.Б. Потапов // Б.И. 1979, № 9.
4. А.С. 651160 Магнитожидкостное уплотнение / Д.В. Орлов, А.К. Калинин, А.З. Аврамчук, С.В. Алесеев // Б.И. 1979, № 9.
5. А.С. 653470 Магнитожидкостное уплотнение / Д.В. Орлов, А.К. Калинин, Н.А. Морозов, А.З. Аврамчук // Б.И. 1979, №11.
6. А.С. 661182 Магнитожидкостное уплотнение вала / А.З. Аврамчук, Д.В. Орлов, А.Б. Потапов, А.П. Сизов, Н.Г. Макаров, Г.А. Полушкин, В.А. Силаев, А.И. Чадин // Б.И. 1979, № 17.
7. А.С. 655858 СССР. Уплотнительно-опорный узел вала / А.З. Аврамчук, Ю.О. Михалев, Д.В. Орлов, А.Б. Потапов // Б.И. 1979, № 13.
8. А.С. 698357 Способ заправки многорядного вакуумного магнитного уплотнения / А.Б. Потапов, А.З. Аврамчук, Д.В. Орлов, М.И. Трофименко, В.М. Лапшин // Б.И. 1980. №22.

9. А.С. СССР 718764 Способ и устройство для непрерывного контроля процесса изнашивания (2 объекта) / Н.М. Михин, Д.В. Орлов, Н.К. Мышкин, С.В. Фролов. 1980.
10. А.С. 742657 Магнитожидкостное уплотнение / Г.А. Лекомцев, Д.В. Орлов, А.З. Аврамчук, Ю.М. Трубников // Б.И. 1980, № 23.
11. А.С. 765579 СССР. Магнитожидкостное уплотнение / Д.В. Орлов, Ю.А. Митькин, С.Ю. Зубков, Ю.О. Михалев // Б.И. 1980, № 35.
12. А.С. 773348 СССР. Магнитожидкостное уплотнение / А.З. Аврамчук, Ю.О. Михалев, Д.В. Орлов, А.Б. Потапов // Б.И. 1980, №39.
13. А.С. 773349 Магнитожидкостное уплотнение / Д.В. Орлов, А.К. Калинин, Ю.И. Страдомский, С.М. Перминов, А.З. Аврамчук // Б.И. 1980, №39.
14. А.С. 773351 СССР. Уплотнительный узел / А.Б. Потапов, А.З. Аврамчук, Ю.О. Михалев, Д.В. Орлов // Б.И. 1980, №39.
15. А.С. 773352 Магнитожидкостное уплотнение / Д.В. Орлов, А.К. Калинин, А.З. Аврамчук // Б.И. 1980, № 39.
16. А.С. 781469 СССР. Уплотнительно-опорный узел вала / А.Б. Потапов, А.З. Аврамчук, Ю.О. Михалев, Д.В. Орлов // Б.И. 1980, № 43.
17. А.С. 817352 СССР. Подшипниковый узел / А.З. Аврамчук, Ю.О. Михалев, Д.В. Орлов, А.Б. Потапов, М.И. Трофименко, В.В. Гогосов // Б.И. 1981, № 12.
18. А.С. 835165 СССР. Мышкин Н.К., Орлов Д.В., Кончиц В.В., Струк В.А., Михалев Ю.О., Трофименко М.И., Смазочная композиция // Б.И. 1981, №37.
19. А.С. 892074 СССР. Способ контроля работоспособности феррожидкости в магнитожидкостных уплотнениях / Д.В. Орлов, Ю.А. Митькин, Н.И. Дюповкин, С.Ю. Зубков // Б.И. 1981, № 47.
20. А.С. 892075 СССР. Магнитожидкостное уплотнение / А.Б. Потапов, А.З. Аврамчук, Ю.О. Михалев, Д.В. Орлов, М.И. Трофименко // Б.И. 1981, №48.
21. А.С. 904009 СССР. Коммутационное устройство / Д.В. Орлов, Ю.А. Митькин, Н.И. Дюповкин, Н.А. Дубровин // Б.И. 1981, № 35.
22. А.С. 905562 СССР. Магнито-жидкостное уплотнение / А.Б. Потапов, А.З. Аврамчук, Ю.О. Михалев, Д.В. Орлов, М.И. Трофименко // Б.И. 1982, №6.
23. А.С. 922586 СССР. Способ определения устойчивости магнитных коллоидов / Ю.О. Михалев, С.И. Новикова, Д.В. Орлов, М.И. Трофименко // Б.И. 1982, №15.
24. А.С. 934106 СССР. Магнитно-жидкостное уплотнение / Ю.О. Михалев, В.А. Богаделин, Д.В. Орлов, А.Б. Потапов // Б.И. 1982, № 21.
25. А.С. 936783 СССР. Высоковольтный искровой разрядник / Д.В. Орлов, Ю.А. Митькин, Н.И. Дюповкин, Н.А. Дубровин // Б.И. 1982, № 30.
26. А.С. 951930 СССР. Датчик угла наклона / Д.В. Орлов, А.З. Аврамчук, Н.Г. Бойко, С.А. Касаткин // Б.И. 1982, №19.
27. А.С. 962707 СССР. Магнитожидкостное уплотнение / М.С. Сайкин, А.А. Антипов, Ю.О. Михалев, Д.В. Орлов // Б.И. 1982, № 36.
28. А.С. 974000 СССР. Магнитожидкостное уплотнение / Д.В. Орлов, С.М. Перминов, Ю.И. Страдомский, М.И. Трофименко // Б.И. 1982, №42.
29. А.С. 987242 СССР. Магнитожидкостное уплотнение / А.Б. Потапов, Ю.О. Михалев, Д.В. Орлов, М.С. Сайкин, С.Г. Лысенков // Б.И. 1983, № 1.
30. А.С. 989217 СССР. Магнитожидкостное уплотнение / А.Б. Потапов, Ю.О. Михалев, Д.В. Орлов, В.Р. Петровский, М.С. Сайкин // Б.И. 1983, №2.
31. А.С. 996761 СССР. Феррожидкостный самоцентрирующийся подшипник / Д.В. Орлов, А.З. Аврамчук, С.И. Евсин // Б.И. 1983, №34.
32. А.С. 1001741 СССР. Магнитожидкостное уплотнение / С.М. Перминов, С.И. Евсин, Д.В. Орлов, Ю.И. Страдомский // Б.И. 1982, №48.
33. А.С. 1013675 СССР. Магнитожидкостное уплотнение / А.Б. Потапов, Ю.О. Михалев, Д.В. Орлов, В.Р. Петровский, М.С. Сайкин // Б.И. 1983, №15.

34. А.С. 1048217 СССР. Магнитожидкостное уплотнение / С.М. Перминов, Д.В. Орлов, В.И. Никитин, Ю.И. Страдомский // Б.И. 1983, №38.
35. А.С. 1080093 СССР. Устройство для измерения намагниченности жидкого вещества / С.М. Перминов, Д.В. Орлов, Ю.И. Страдомский, М.И. Трофименко // Б.И. 1984, №10.
36. А.С. 1091686 СССР. Устройство для определения угла наклона объекта / Д.В. Орлов, А.З. Аврамчук, Н.Г. Бойко, С.А. Касаткин, Г.В. Кузнецов, К.Г. Степанов, Б.В. Шуенкин // Б.И. 1984, № 41.
37. А.С. 1122851 СССР. Магнитожидкостное уплотнение / С.М. Перминов, Д.В. Орлов, Ю.И. Страдомский, Г.Н. Шутов, В.А. Козлов, А.А. Задвижкин // Б.И. 1984, №41.
38. А.С. 1122865 СССР. Узел смазки / А.М. Земляков, Д.В. Орлов, А.З. Аврамчук // Б.И. 1984, № 41.
39. А.С. 1134835 Закрытая механическая передача / А.М. Земляков, Ю.Б. Кудряков, А.З. Аврамчук, Д.В. Орлов // 1985, №1.
40. А.С. 1153113 Одновинтовой насос / М.И. Испев, В.В. Шаршков, С.В. Зюзин, А.Н. Карпов, А.З. Аврамчук, Д.В. Орлов // 1985, № 12.
41. А.С. 1162280 СССР. Вакуумное магнитно-жидкостное уплотнение вала / Н.Ф. Халин, В.Я. Головня, Д.В. Орлов, Ю.И. Страдомский, А.З. Аврамчук, А.Н. Савич // Б.И. 1985, №14.
42. А.С. 1167930 СССР. Магнитожидкостный подшипник / С.Е. Евсин, Д.В. Орлов, Ю.И. Страдомский // Б.И. 1985, №7.
43. А.С. 1174649 СССР. Магнитожидкостное уплотнение / С.М. Перминов, Д.В. Орлов, Ю.И. Страдомский // Б.И. 1985, №31.
44. А.С. 1201600 СССР. Магнитожидкостное уплотнение преимущественно вертикальных валов. / С.М. Перминов, Д.В. Орлов, Ю.И. Страдомский // Б.И. 1985, №48.
45. А.С. 1216897 СССР. Установка для электронно-лучевой сварки кольцевых швов / Е.И. Стрельцов, Д.В. Орлов, Ю.М. Гусаров, Б.С. Сыщиков, Ю.О. Михалев, А.В. Гудков, В.К. Гулалов, В.Н. Крюковский // Б.И. 1986, №9.
46. А.С. 1217031 СССР. Магнитожидкостный подшипник качения / С.М. Перминов, Д.В. Орлов, Ю.И. Страдомский // Б.И. 1986, №10.
47. А.С. 1217947 СССР. Кольцекрутильное устройство кольцевых прядильных машин / Д.В. Орлов, Ю.И. Страдомский, С.И. Евсин., В.И. Никитин, Г.Н. Шутов, В.А. Козлов, Л.А. Дудичев // Б.И. 1986, №10.
48. А.С. 1236842 СССР. Магнитожидкостное уплотнение / С.М. Перминов, С.И. Евсин, Д.В. Орлов, Ю.И. Страдомский // Б.И. 1986, №31.
49. А.С. 1283475 СССР. Магнитожидкостное уплотнение штока / С.И. Евсин, Д.В. Орлов, Ю.И. Страдомский, В.Б. Харьковский // Б.И. 1987, №2.
50. А.С. 1283476 СССР. Магнитожидкостное уплотнение. / С.М. Перминов, Д.В. Орлов, Ю.И. Страдомский // Б.И. 1987, №2.
51. А.С. 1289209 СССР. Способ анализа магнитных жидкостей / Д.В. Орлов, Н.И. Дюповкин // Б.И. 1987, № 8.
52. А.С. 1315702 СССР. Способ анализа магнитных жидкостей / Д.В. Орлов, Н.И. Дюповкин, С.М. Перминов // Б.И. 1987, № 23.
53. А.С. 1436015 Измерительный узел ротационного магнитовискозиметра колокольного типа / А.З. Аврамчук, Н.Н. Русакова, А.П. Сизов, Д.В. Орлов // Б.И. 1988, № 41.

---

Очерк о Д.В.Орлове составлен к.т.н., профессором Ю.И.Страдомским и д.т.н., профессором Ю.Б.Казаковым.

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

## ЭФФЕКТ ПАМЯТИ ФОРМЫ ИЛИ ЭФФЕКТ ПСЕВДОПЛАСТИЧНОСТИ МАГНИТОУПРАВЛЯЕМОГО ЭЛАСТОМЕРА

**Степанов Г.В.**

Государственный научно-исследовательский институт химии и технологии элементоорганических соединений (ФГУП ГНИИХТЭОС)  
111123 г. Москва, Шоссе Энтузиастов 38. т 6736351,  
Факс: (495)9132538; E-mail: [gstepanov@mail.ru](mailto:gstepanov@mail.ru)



Степанов Геннадий Владимирович окончил МХТИ им. Д.И.Менделеева в 1983году.

В настоящее время является начальником сектора магнитных порошков и пигментов в ГНИИХТЭОС. Последние годы интенсивно работает в области синтеза и исследования свойств высокоэластичных магнитных композитов, магнитоэластиков, магнитных гелей, магнитореологических и электрореологических эластомеров, ферроэластов. Научно исследовательская работа финансово поощрялась.

В данной статье обсуждаются свойства одного из относительно новых материалов относящегося к разряду так называемых «умных материалов» “smart materials” По совокупности свойств и в зависимости от того какое свойство изучается, материал называют по разному – магнитоэластичный композит или магнитоэластик [1-6], магнитореологический эластомер [7-12], магнитный гель [14-15], эластомер-ферромагнитный композит [13], эластичный магнит [16-17], ферроэласт [18-19]. Масса названий, а по существу один и тот же материал, примерно одинакового состава и свойств.. В это время уже были первые публикации исследователей из фирм Ford и Lord Corporation по исследованию магнитореологических свойств магнитореологического эластомера [7-9] и группы проф. Miklosh Zrinyi из Будапештского университета по изучению магнитодеформационных свойств магнитных гелей [14-15]. Однако, наш магнитный эластомер (МЭ) обладал высокоэластичной матрицей, как у магнитных гелей и высокой намагниченностью, как у магнитореологического эластомера. Это позволяло достигать высоких деформаций в неоднородном магнитном поле 100-200%, в то время как магнитные гели удлинялись до 40%. Упругость магнитореологического эластомера возрастала в магнитном поле 0,8 Тл только на 30%, а МЭ на 800% в поле 0,3 Тл.

Рассмотрим эффект памяти формы (ЭПФ) МУЭ.

Эффект высокой остаточной деформации МУЭ который характерен для данного материала, можно назвать популярной фразой «Эффект памяти формы» (ЭПФ). С другой стороны наблюдаемое явление можно назвать эффектом псевдопластичности. В чем он заключается?

Если МУЭ поместить в однородное магнитное поле и деформировать его руками, то в ходе деформации он сохраняет в значительной степени форму, приданную ему в процессе деформации. Практически он ведет себя как пластилин, но в отличие от пластилина, данные деформации не могут быть бесконечно большими. Величина полученных пластических деформаций составляла до 100 % при растяжении. Форма деформаций может быть любой: растяжение, сжатие, изгиб, сплющивание и т.д. Величина этих деформаций ограничена указанными выше 100 %. Примеры приведены на фотографиях рис. 1.

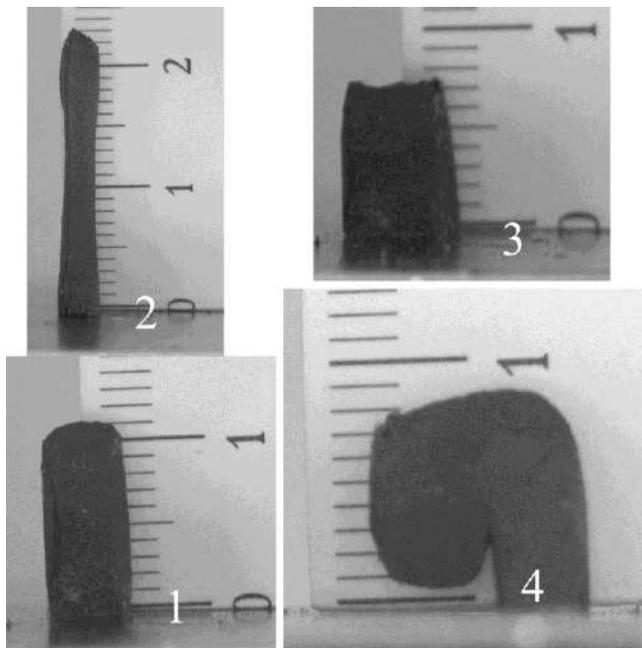


Рис. 1

Но в отличие от пластилина материал способен восстанавливать исходную форму после выключения магнитного поля. Величина этих возможных остаточных деформаций зависит от упругости полимерной матрицы, свойств наполнителя: его дисперсности и концентрации и от величины приложенного магнитного поля.

По составу, такие магнитные композиты известны давно и исследования их свойств были изложены в монографии «Магнитоэласты» (1). Эта монография была ключевой, когда мы в соавторстве с Никитиным (2) формировали представление о новом материале – Магнитоэластике, некоем эластичном магнитном композите.

Первым исследованным свойством, был магнитодеформационный эффект – эффект высокой обратимой деформации материала, которая достигала 200% в неоднородном магнитном поле. Далее были исследованы изменения упругости в магнитном поле и эффект магнитострикции. Свойство изменения упругости стали исследовать несколько ранее в фирмах Ford и Lord Corporation. Эффект магнитострикции был исследован подробно с подачи Олега Столбова (гр. проф. Райхера Ю.Л., г. Пермь).

Эффект памяти формы был впервые обнаружен в 2002 г и представлен на конференции по нанодисперсным системам в г. Томск. Предпосылкой для открытия данного эффекта была дискуссия о том: Деформируется ли (растягивается ли) цилиндрический образец в однородном магнитном поле? Эксперимент показал, что образец практически не деформируется в однородном магнитном поле (менее 5%), однако, если деформировать его под действием внешней механической силы, то он сохраняет свою вновь приобретённую форму, до тех пор, пока он находится в однородном магнитном поле.

Какие факторы влияют на величину ЭПФ? В первую очередь, это величина упругости полимерной матрицы. Чем ниже модуль упругости Юнга, тем выше величина остаточной деформации. Однако, модуль не должен быть очень маленьким, иначе материал перестанет восстанавливать свою форму. Реальный рабочий диапазон упругости композита лежит в интервале 15–50 кПа. На фотографии показаны два цилиндрических образца с модулями упругости 3 и 30 кПа. Образцам по 2 года. Примерно за пол года образец с модулем 3 кПа растёкся под действием собственного веса.

Вторым важным фактором, влияющим на величину эффекта, являются магнитные свойства и концентрация магнитного наполнителя. Концентрация магнитного наполнителя должна быть максимально большой, но до определенного предела, с тем, что бы материал сохранял эластичность. Намагниченность должна быть высокой, а остаточная отсутствовать. Этим критериям хорошо удовлетворяют порошки железа с размером более 1 мкм.

Дело в том, что в основе эффекта памяти формы лежит эффект диполь-дипольного взаимодействия между магнитными частицами наполнителя, при чем в ходе взаимодействия должен протекать процесс

структурирования. Частицы в эластичной матрице преодолевают силы упругости матрицы и образуют структуры подобные как в магнитоэологической жидкости. Отличие заключается в том, что данные структуры носят обратимый характер, и после выключения магнитного поля, частицы возвращаются на свои исходные места под действием сил упругости полимерной матрицы, как показано на кинограмме (рис. 2).

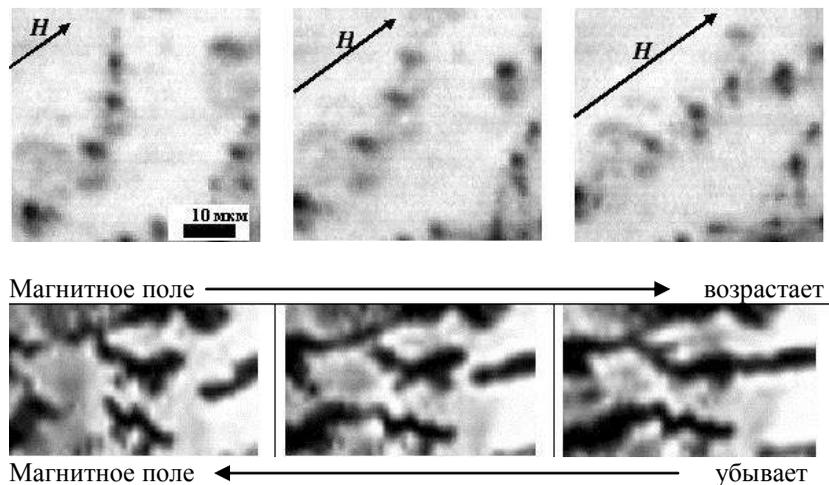


Рис. 2

И так, эффект памяти формы связан эффектом структурирования. Характер образования и разрушения структур связан с особенностями сил магнитного взаимодействия между частицами. По расчетам специалистов гр. проф Райхера Ю.Л. ( Меленёва П., Русакова В., Столбова О., Степанова В.) сила магнитного взаимодействия обратно пропорциональна расстоянию между частицами в четвертой степени:  $F = 1/r^4$ . То есть, образование структур носит почти барьерный характер. Структурам сложно образоваться, но и разрушиться также сложно, поскольку в процессе сближения сила притяжения возросла в четвертой степени.

На практике это выглядит следующим образом: Под действием магнитного поля в образце начинаются процессы структурообразования с образованием разветвленных цепей. Под действием внешней механической силы образец деформируется, при этом внутри образуются структуры между частицами, характер которых определяется силами магнитного и механического воздействия. После прекращения механи-

ческого воздействия, форма образца сохраняется в соответствии с балансом упругих сил полимерной матрицы и сил магнитного взаимодействия в сформированных структурах.

Самое интересное начинается когда мы уменьшаем величину магнитного поля, а сформированная структура (форма образца) практически не изменяется. И только после некоторого значительного уменьшения поля, форма начинает восстанавливаться. Такой характер восстановления формы характерен для очень мягкого образца с модулем упругости 15–30 кПа. Т.е. после того как частицы сблизилась и силы их диполь-дипольного взаимодействия возросли пропорционально  $\Delta l^4$ ? Материал переходит в новое состояние псевдопластичности. Силы упругости полимерной матрицы не достаточны для проявления материалом упругих свойств. Эластомер превращается в «пластилин».

Явление структурирования проявляется также в эффекте увеличения упругости МУЭ в магнитном поле. Это проявляется в эффекте аномально высокого увеличения упругости материала в магнитном поле в области малых деформаций.

Теоретически и математически ЭПФ и процессы структурирования разрабатываются Меленевым и Русаковым Райхером. В работе проведено математическое моделирование и моделирование процессов структурообразования в матрице МУЭ. Качественно эти результаты представлены на рис. 3

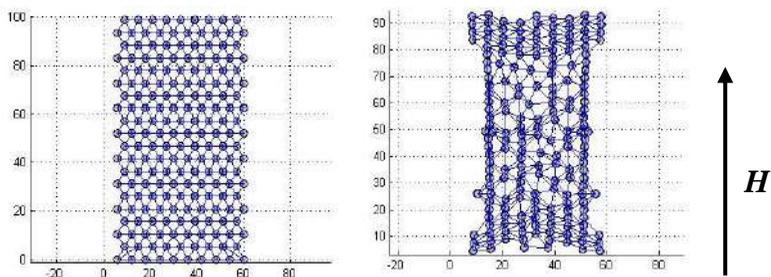


Рис. 3. Начальное и итоговое распределение для плоского ансамбля из  $N=190$  магнитных частиц

Работа представлена на конференцию при поддержке гранта РФФИ

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Levina E.F., el. Russian patent N 2157013/2000.
2. Nikitin L., Kornev K., Mironova L., Stepanov G.V., A Samus Proc. Moscow Int. Sympos. On Magnetism, Moscow. — 1999. — Pt 2. — P. 231.

3. Nikitin L.V., et al., J.Polymer Science, Ser. A. – 2001. – Vol.43. – No.4. – P.443–450.
4. Nikitin L. et al J.Polymer Science, Ser. A. – 2004. – Vol.46. – No.3. – P. 498-509.
5. Nikitin L.V., Stepanov G.V., Mironova L.S. JMMM, 272-276 (2004), p. 2072–2073.
6. Степанов Г.В., Горбунов А.И. «Хим. пром. сегодня». – 2005. – №9. – С.25–32.
7. Ginder M., Nichols M., Elie L.D., Sterwart W. Patent US5816587 (1998)
8. Ginder J.M., et al., J. Intell. Mater. Sys. Struct. 7, (1996),613.
9. Jolly M.R., Carlson J.D., Munoz B.C. T.A. J.Intell. Mater. Sys. Struct. 7, (1996) p.613
10. Shen Y., Golnaraghi M.F., G.R. J. Intell. Mater. Sys. Struct. Vol.15, (2004), 27–35.
11. Bossis G., et al., Int. J. Mod. Phys. B, 15, (2001). 564
12. Bellan C., Bossis G., Int. J. Modern Physics B, Vol.16, No17 &18 (2002) 2447-2453.
13. Zhou G.Y., Yiang Z.Y., Smart Mater. Struct. 13 (2004) 309-316
14. Zrinyi M., Gacs J., Simon C. Patent WO 9702580.
15. Szabo D. Szeghy G. and Zrinyi M. Macromolecules 1998, 31, 6541-6548
16. Lanotte L. et al Phys.Rev. B63, 054438 (2001)
17. Lanotte L. et al. ICM 2003, Roma, Italy july27-august1, 2003, p.91
18. Райхер Ю.Л., Столбов О.В.
19. Столбов О.В., Райхер Ю.Л., Степанов Г.В. Маг коференции НМММ-20 12–16 июня 2006. – М.: МГУ, 2006. – С. 1065–1066.
20. Степанов Г.В., Райхер Ю.Л., Столбов О.В., Русаков В.В., Меленев П.В. Эффект магнитострикции в магнитном полимерном композите: Сб. тр. 12 Международной Плесской конф. по магнитным жидкостям, 30авг. – 2 сент. 2006. – С. 373–376.

# ПОЛУЧЕНИЕ МАГНИТОУПРАВЛЯЕМОГО АДСОРБЕНТА И ИССЛЕДОВАНИЕ ЕГО СВОЙСТВ

## ЧАСТЬ I

**Байбуртский Ф.С., Балдохин Ю.В., Киселёв М.Р.,  
Лубман Г.У., Петелин А.Г., Цыганова Т.В.**

Институт биохимической физики имени Н. М. Эмануэля РАН.  
Москва, 119334, ул. Косыгина, д. 4, Е –mail: [Bayburt@mail.ru](mailto:Bayburt@mail.ru)

### Введение

Применение технологии магнитных частиц для решения экологических проблем получило большое внимание за последние годы. Магнитные частицы можно использовать для адсорбции загрязнителей из водных или газообразных сред, а, после адсорбции, они могут быть отделены от этих сред воздействием внешнего магнитного поля. Наглядными примерами этих технологий могут служить использование частиц магнетита для ускорения коагуляции загрязнителей в сточных водах [1], покрытие магнетитом полимерами типа ионообменных смол с функциональными группами для удаления радионуклидов из молочных продуктов [2] или для адсорбции органических красителей [3], а также магнитных адсорбентов для сбора нефтяных пятен [4]. Однако, все эти материалы имеют недостаток в виде маленькой поверхности контакта или малой адсорбционной ёмкости, которая ограничивает их применение. Кроме того, приготовление этих магнитных материалов представляет собой сложный органический синтез, использующий дорогостоящие химические реактивы и трудоёмкие технологии. В этой работе нами были простым способом синтезированы магнитные композиционные соединения на основе активированного угля и оксида железа с большой удельной поверхностью частиц и высокой адсорбционной ёмкостью, которые использовались для удаления загрязнителей из водной среды.

Активированный уголь представляет собой наиболее доступный и недорогой материал для удаления органических и неорганических загрязнителей из воды [5, 6]. Он обладает большой удельной поверхностью и пористой структурой, в результате чего может эффективно адсорбировать газы и другие вещества, растворённые или диспергированные в жидкостях [7–9]. Об исследованиях адсорбции нескольких органических загрязнителей в воде, типа пестицидов, фенолов и хлорофенолов, недавно сообщили в научной прессе [10–16]. Кроме того, акти-

вированный уголь может нести функциональные группы и быть использован как эффективный адсорбент для удаления загрязнений катионами тяжёлых металлов из воды [17].

### Экспериментальная часть

Магнитный композиционный материал получали введением суспензии активированного угля в 400 мл раствора, содержащего  $\text{FeCl}_3$  (7.8 г) и  $\text{FeSO}_4$  (3.9 г) при  $70^\circ\text{C}$ . Раствор  $\text{NaOH}$  (объёмом 100 мл, концентрацией 5 моль/л) добавляли капля по капле для осаждения окиси железа. Количество активированного угля подбирали таким образом, чтобы получить композиционный материал в массовом соотношении «активированный углерод / окись железа» 1:1, 2:1 и 3:1. Полученные материалы были высушены в сушильном шкафу при  $100^\circ\text{C}$  в течение 3 часов и подвергнуты дифракционному рентгенофазовому анализу (Ni фильтр  $\text{Cu K}\alpha$ ,  $\lambda = 1.5418\text{\AA}$ ), термогравиметрическому анализу и измерениям удельной намагничённости насыщения, выполненным в портальном магнитометре с установленным магнитным полем 0.3 Тесла [18].

Образцы были также подвергнуты химическому анализу на присутствие ионов  $\text{Fe}^{2+}$  и  $\text{Fe}^{3+}$ . Для снятия других характеристик образцов мы использовали температурно-программированное восстановление порошков, исследовали Мёссбауэровские спектры (полученные на  $^{57}\text{Co/Rh}$  источнике, калиброванном по  $\alpha\text{-Fe}$  при температуре жидкого азота), изучали данные сканирующей электронной микроскопии. Исследования адсорбции проводили по установлению адсорбционного равновесия при прямом контакте адсорбента и адсорбата, то есть между массой загружаемого по 50 мг магнитного композиционного материала в 50 мл раствора фенола (концентрации до 500 мг/л при pH 5; среда: вода + этиловый спирт), в 50 мл раствора хлороформа (концентрации до 500 мг/л; среда: вода + этиловый спирт), в 50 мл раствора хлорбензола (концентрации до 25 мг/л; среда: вода + этиловый спирт + петролейный эфир), и в 50 мл раствора красителя дримарена красного (концентрацией до 100 мг/л; среда: вода) соответственно. Все растворы с образцами композита были герметично закрыты и их выдерживали в течение 24 часов в условиях охлаждения при  $12\text{--}15^\circ\text{C}$  (для предотвращения испарения летучих соединений). Изменения концентраций в растворах летучих органических соединений (фенола, хлороформа и хлорбензола) при их контакте с известной навеской магнитного материала были измерены с помощью мембранной проводящей массовой спектроскопии [19–22]. Изменения концентрации красителя дримарена (дрималана) в

тех же условиях были измерены с помощью анализа методом ультрафиолетовой спектроскопии.

### Результаты и дискуссия

#### ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУЧЕННОГО МАТЕРИАЛА

Композиционный материал был получен осаждением окисей железа или гидроокисей на углеродистую поверхность. После его получения, испытание в магнитном поле индукцией 0,3 Тесла показало, что весь композит обладал магнитными свойствами и он полностью, не расслаиваясь на составные части, притягивался магниту. Данные по величине намагниченности насыщения материала, содержание железа в образцах, исследованиям удельной поверхности и адсорбционной ёмкости микропористых объёмов, проведённых по методу Бруннауэра-Эммета-Теллера (БЭТ), показаны в табл. 1.

Табл. 1. Данные по удельной намагниченности насыщения, удельной поверхности и объёму микропор по методу БЭТ для композита активированный уголь/оксид железа

Магнитный адсорбент	Намагниченность, Гс · см <sup>3</sup> /г	Массовая концентрация Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (%)
Чистый оксид железа	62	~ 100
Композит 1 : 1	21	47
Композит 2 : 1	9	33
Композит 3 : 1	7	25
Чистый актив. уголь	0	0
Магнитный адсорбент	Удельная поверхность, м <sup>2</sup> /г	Объём микропор, см <sup>3</sup> /г
Чистый оксид железа	66	0,010
Композит 1 : 1	–	–
Композит 2 : 1	208	0,172
Композит 3 : 1	219	0,177
Чистый актив. уголь	305	0,264

По приведённым в табл. 1 данным нами было отмечено, что величина удельной намагниченности насыщения увеличивается при повышении содержания оксида железа в соединении. Однако, такое увеличение не пропорционально содержанию оксида железа (рис. 1), и это говорит о том, что концентрация немагнитных оксидов железа увеличивается для соединений с высоким содержанием активированного угля. По данным химического анализа нами было установлено, что в процессе синтеза композиционного материала получались четыре вида оксидов железа: это Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> (магнетит), γ-Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (маггемит), α-Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (гематит) и α-FeO(OH) (гетит), что согласуется с литературными данными [23].

Среди этих оксидов железа только первые два, магнетит и маггемит, являются магнитными с намагничиванием  $100 \text{ Гс}\cdot\text{см}^3/\text{г}$  и  $60 \text{ Гс}\cdot\text{см}^3/\text{г}$ , соответственно [24]. Полученный нами методом соосаждения солей без активированного угля оксид железа имел удельную намагничённость насыщения порядка  $62 \text{ Гс}\cdot\text{см}^3/\text{г}$ , которая соответствует состоянию оксида  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , то есть маггемиту. Химические исследования полученного оксида железа показали соотношение содержания  $\text{Fe}^{3+}$  к  $\text{Fe}^{2+}$  равное приблизительно 7, которое намного выше, чем в изначально используемом соотношении ( $\text{Fe}^{3+}/\text{Fe}^{2+} = 2$ ), вероятно из-за окисления  $\text{Fe}^{2+}$  в процессе сушки магнетита при  $100^\circ\text{C}$ . По этим результатам можно предположить образование в композиционном материале оксида железа главным образом  $\text{Fe}^{3+}$  состава.

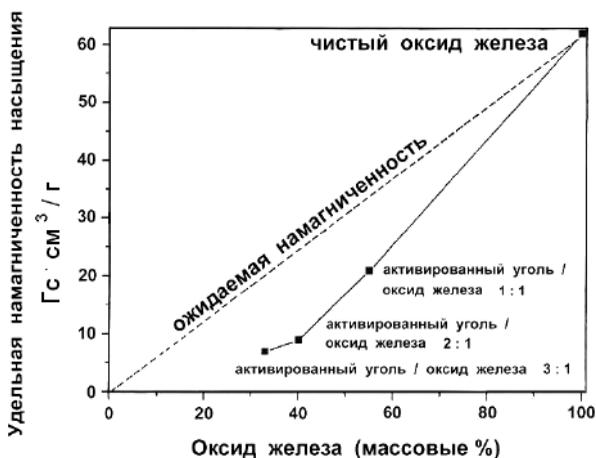


Рис. 1. Зависимость намагничённости образцов для различного соотношения активированный уголь / оксид железа в композитах

На рис. 2 показаны изотермы адсорбции чистого азота  $\text{N}_2$  для чистого оксида железа, чистого активированного угля и для полученного композиционного материала. По данным, приведённым в табл. 1, можно предположить, что на удельную поверхность композита и его микропористый объём, исследованные методом БЭТ, присутствие оксида железа существенно не влияет. Например, для композита с соотношением активированный уголь/оксид железа 2:1 наблюдается уменьшение удельной поверхности от  $305 \text{ м}^2/\text{г}$  и объёма микропор  $0,264 \text{ см}^3/\text{г}$  (для чистого активированного угля) до  $208 \text{ м}^2/\text{г}$  и объёма микропор  $0,172 \text{ см}^3/\text{г}$  (для по-

лученного магнитного композита). Таким образом убыль величины основных показателей, характеризующих материал, как адсорбент, составляет примерно 33 % от изначальных значений активированного угля, что хорошо согласуется с условием соотношения количества активированного угля к оксиду железа в композите, 2:1 (на 67 % активированного угля в соединении приходится 33 % оксида железа). Поскольку оксид железа имеет относительно маленькую удельную поверхность и объём микропор ( $66 \text{ м}^2/\text{г}$  и  $0,010 \text{ см}^3/\text{г}$ , соответственно), его присутствие в композите должно способствовать уменьшению удельной поверхности объёма микропор по сравнению с чистым активированным углём.

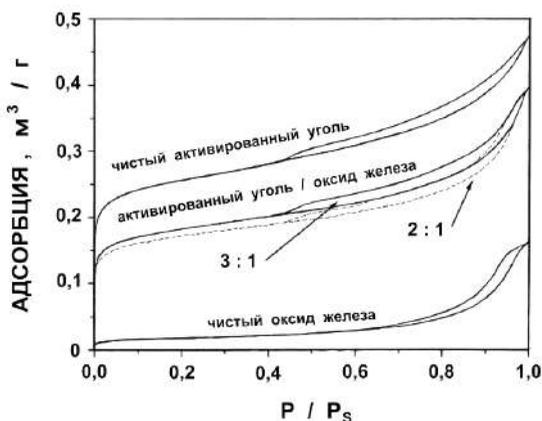


Рис. 2. Изотермы адсорбции и десорбции азота для чистого оксида железа, активированного угля и композитов

Результаты дифракционного рентгенофазового анализа чистого оксида железа (рис. 3) предполагают наличие кубической фазы оксида железа по ряду показателей ( $d = 2,50, 2,91, 2,07, 1,60, 3,20 \text{ \AA}$ ), которые могут быть связаны с присутствием маггемита, а также некоторой части магнетита. Для такого соединения эти пики кажутся более широкими, предположительно из-за маленького размера кристаллита (приблизительно  $25 \text{ нм}$  для чистой оксида железа и  $16 \text{ нм}$  для соединения, полученного с использованием уравнения Шеррера [25]). Слабые дифракционные пики также наблюдались при значениях  $d = 2,45$  и  $2,70 \text{ \AA}$ , которые могут быть связаны с присутствием маленьких количеств гетита, а также некоторой части гематита.

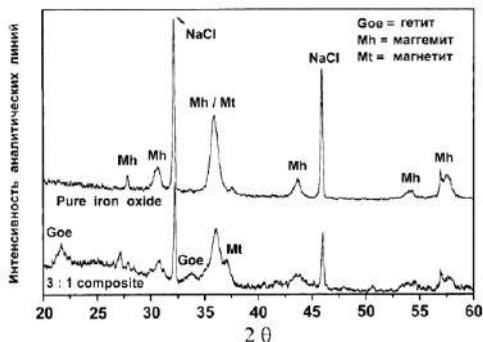


Рис. 3. Рентгенофазовый анализ порошков для чистого оксида железа и композита активированный уголь / оксид железа

## ЧАСТЬ II

### Результаты и дискуссия

### ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУЧЕННОГО МАТЕРИАЛА

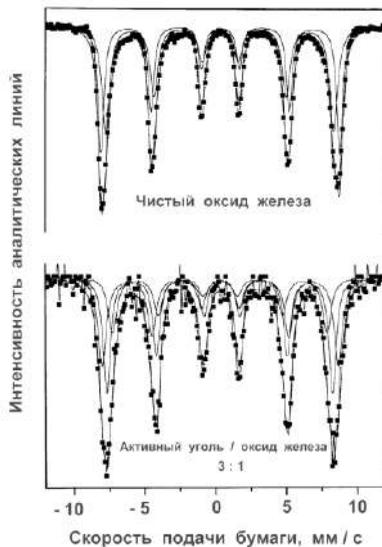


Рис. 4. Мёссбауэровские спектры для чистого оксида железа и композита активированный уголь / оксид железа 3:1 при температуре жидкого азота

Термогравиметрический анализ чистого оксида железа показал, что потеря веса образца из-за испарения воды приблизительно на 3% понижается при температуре 100°C. В температурном диапазоне 120–180°C

наблюдалось увеличение веса приблизительно на 0,3 %, которое, вероятно, связано с присоединением кислорода из-за окисления  $Fe^{2+}$  в  $Fe^{3+}$  в оксиде железа [24]. По результатам, представленным на рис. 5, видно, что композиционный материал активированный уголь/оксид железа уменьшил свой вес из-за испарения воды приблизительно на 10 % до 100°C и на 65 % из-за окисления углерода в интервале температур от 350 до 500°C. При соотношении активированный уголь/оксид железа 3 : 1 в полученном композиционном материале потеря веса композита составляет дополнительно 25 % из-за окисления углерода.

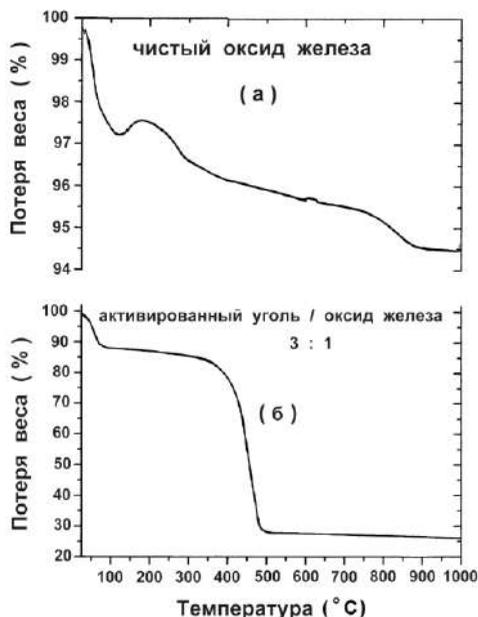


Рис. 5. Термогравиметрический анализ в воздухе чистого оксида железа (а) и композита активированный уголь / оксид железа 3 : 1 (б)

На рис. 6,а показан профиль температурно-программированного восстановления приготовленного оксида железа, на котором виден центральный пик при 450°C с плечом около 380°C и широким пиком от 500 до 800°C. Дифракционный рентгенофазовый анализ и мёссбауэровское исследование образца с восстановлением, прерванным после достижения 500°C (рис. 6,б) показал присутствием главным образом магнетита. Это было подтверждено увеличением удельной намагни-

ченности насыщения от 62 до 95 Гс·см<sup>3</sup>/г. После восстановления при 900°C, методом дифракционного рентгенофазового анализа было обнаружено только чистое железо, и мы предполагаем, что в ходе восстановления имели место следующие процессы:



Подобные результаты мы наблюдали для образца композита с соотношением активированный уголь / оксид железа 2 : 1 (рис. 6,с), в котором показан пик при 450°C и широкий пик, сосредоточенный приблизительно при 750°C.

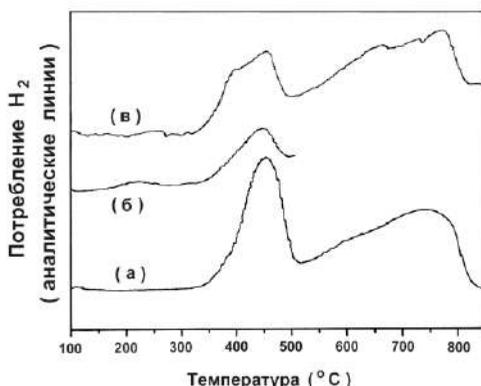


Рис. 6. Анализ температурно-программируемого восстановления для (а) полученного оксида железа, (б) оксида железа прогретого до 500°C и (в) композита активированный уголь / оксид железа 3 : 1

При дифракционном рентгенофазовом и мёссбауэровском исследованиях образца, восстановленного при температуре менее 500°C было обнаружено присутствие главным образом магнетита с удельной намагниченностью насыщения, которая увеличивается в пределах от 9 до 16 Гс·см<sup>3</sup>/г. Эти результаты позволяют предположить, что при определённых условиях немагнитные оксиды железа, такие как гематит и гетит, а также магнитный маггемит могут быть восстановлены водородом до формы магнетита. Этот управляемый процесс восстановления образца водородом увеличивает удельную намагниченность насыщения композита, что положительно влияет на магнитное отделение адсорбента от среды после его применения.

Мы изучали химическую устойчивость композита к воздействию кислотной среды, внося полученный магнитный материал, соотношение активи-

рованный углерод / оксид железа в котором 3 : 1, в растворы с различными значениями pH (11, 9, 7, 5, 3 и 1) и выдерживая в них в течение 72 часов. После проведенного испытания композиционный материал был высушен и определены его удельная намагнитченность насыщения и содержание оксида железа. Результаты эксперимента показаны на рис. 7.

Нами не было замечено никакого существенного изменения в удельной намагнитченности насыщения или содержании оксида железа в диапазоне pH среды от 5 до 11. При значении pH 3, наблюдалось маленькое уменьшение в удельной намагнитченности насыщения, вероятно из-за частичного влияния кислоты на оксид железа, тогда как при pH 1 происходило растворение оксида железа с дальнейшим разрушением композита.

Методом сканирующей электронной микроскопии нами была изучена морфология композиционного материала, содержащего активированный уголь и оксид железа в соотношении 3:1. Микрофотографии, полученные для этих материалов, показаны на рис. 8,а–8,с. На рис. 8,а–8,б показан общий вид магнитного композита. На них наблюдались маленькие агрегаты, которые на фотографиях выглядят более ярко (обозначенные стрелками); они заметно контрастируют на более темной поверхности активированного углерода. На рис. 8,с и 8,д агрегаты оксида железа и чистого активированного угля показаны более детально.

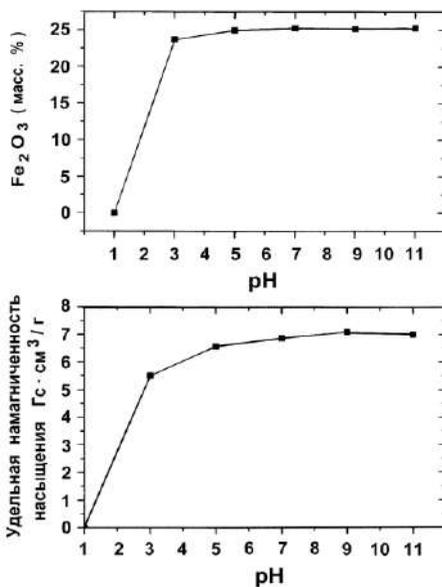


Рис. 7. Удельная намагнитченность насыщения и содержание оксида железа композита активированный уголь / оксид железа 3 : 1 при pH 1, 3, 5, 7, 9 и 11 для 72 часов

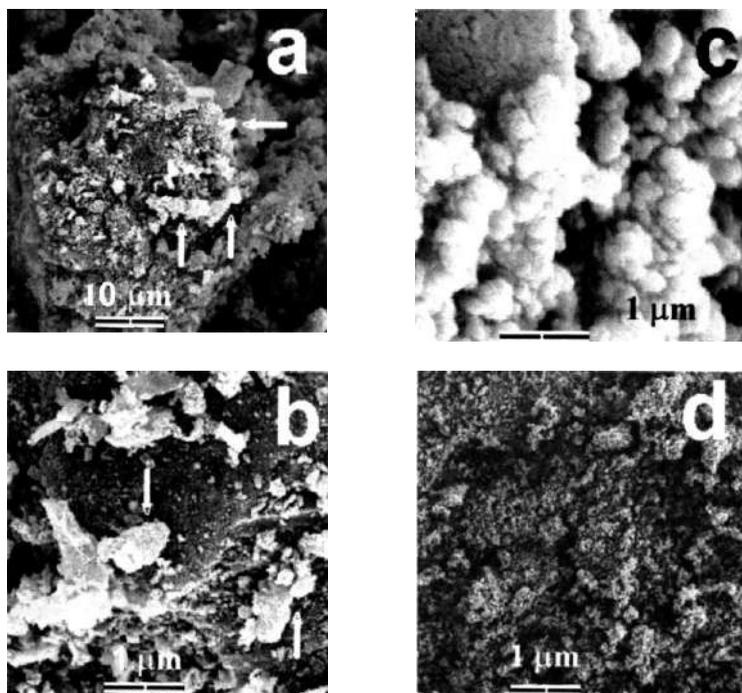


Рис. 8. Микрофотографии сканирующей электронной микроскопии (а) композита активированный уголь / оксид железа 3 : 1, (б) детали композита, (с) чистого оксида железа и (д) чистого активированного угля

### ЧАСТЬ III

#### Результаты и дискуссия

#### АДСОРБЦИЯ ОРГАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ

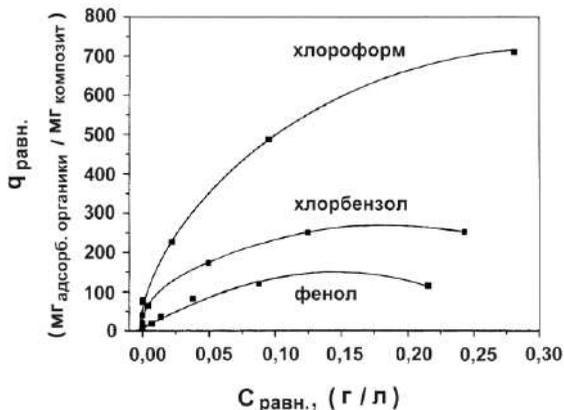


Рис. 9. Изотермы адсорбции при  $25 \pm 1$  °С для фенола, хлороформа и хлорбензола на композите активированный уголь / оксид железа 3:1

Нами была изучена адсорбция различных органических соединений, таких как фенол, хлороформ и хлорбензол из их водных растворов на композиционный материал, с соотношением активированного угля и оксида железа 3 : 1. По данным эксперимента были построены адсорбционные изотермы, которые показаны на рис. 9. При анализе изотерм можно заметить, что адсорбция увеличивается с увеличением адсорбционной ёмкости композита в определённом порядке: фенол < хлорбензол < хлороформ, приблизительно 117, 305 и 710 мг / Г<sub>компози́та</sub>, соответственно. Эксперименты с чистым активированным углем показали более высокие значения адсорбционной ёмкости, приблизительно 162, 480 и 910 мг / Г<sub>компози́та</sub> для фенола, хлорбензола и хлороформа, соответственно. С другой стороны, интересно обратить внимание, что присутствие оксида железа значительным образом не затрагивает адсорбционную ёмкость активированного угля в композиционном материале. Более низкая адсорбционная ёмкость композита, вероятно, связана с маленькой удельной поверхностью оксида железа, которая уменьшает полную удельную поверхность материала приблизительно на 30 % (табл. 1) по сравнению с чистым активированным углём.

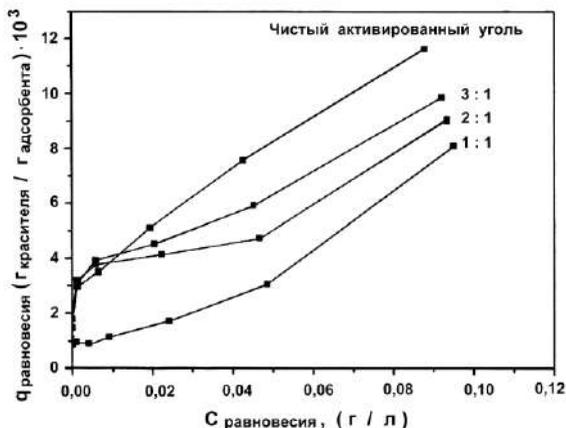


Рис. 10. Изотермы адсорбции при  $25 \pm 1$  °С для красителя дримарена красного на композитах активированный уголь / оксид железа 3:1, 2:1, 1:1 и чистом активированном угле

Адсорбция дримарена красного, как типичного текстильного красителя, была также изучена на чистом активированном угле и на композитах с переменным составом отношения активированного угля и оксида железа: 3 : 1 и 2 : 1. Приведённые на рисунке 10 результаты адсорбции оказываются подобны адсорбционным изотермам до наступления концентрации равновесия 0,01 г/л. При более высокой концентрации красителя для изотерм, полученных на композите, наблюдается отклонение от типичных изотерм Лэнгмюровского типа, которые могут быть связаны со специфическими взаимодействиями красителя с оксидом железа. Адсорбционная ёмкость для красителя дримарена красного увеличивается в порядке увеличения содержания активированного угля по сравнению с оксидом железа в композите: активированный уголь > композит 3 : 1 > композит 2 : 1. Вероятно, это также связано с уменьшением удельной поверхности активированного угля, вызванной присутствием оксида железа в магнитном композите.

### Заключение

В этой работе было синтезировано композиционное соединение на основе активированного угля, обладающего адсорбционными свойствами, и оксида железа, обладающего магнитными свойствами. Результаты исследований показали, что основной магнитной составляющей в полученном соединении является маггемит с небольшими количествами магнетита. Результаты изотерм адсорбции летучих органических составов, а также текстильного красителя на полученном магнитном адсор-

бенте показали, что присутствие окиси железа не влияет на адсорбционную ёмкость активированного угля. Полученные магнитные частицы могут использоваться как адсорбент для процессов очистки воды от различного рода загрязнителей в воде и легко удаляться с её поверхности при воздействии внешнего магнитного поля.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Booker N.A., Keir D., Priestley A., Rithcie C.D. Sewage clarification with magnetite particles // *Water Sci. Technol.*, **23** (7 – 9) (1991) 1703 – 1712.
2. Sing K.S. Technology profile. Ground water monitor. – 1994. – P.60–76.
3. Safarik I., Safarikova M., Bunicova V. Sorption of water soluble organic dyes on magnetic poly(oxy-2,6-dymethyl-1,4-phenylene) // *Collect. Czech. Chem. Commun.*, **60** (1995) 1448 – 1456.
4. Orbell J.D., Godhino L., Bigger S.W., Nguyen T.M. Oil spill remediation using magnetic particles // *J. Chem. Educ.*, **74** (1997) 1446.
5. Pignon H., Brasquet C., La Cloirec P. Coupling ultrafiltration and adsorption onto activated carbon cloth: application to the tretment of highly coloured wastewaters. // *Water Sci Technol.*, **42** (5 – 6) (2000) 355 – 362.
6. Lua A. C., Guo J. Adsorption of sulfur dioxide on activated carbon from oil-palm waste. // *J. Environ. ASCE*, **127** (10) (2001) 889 – 894.
7. Culp G.L., Culp R.L. New concepts in water purification. – New-York: Reinhold, 1974.
8. Matson P., Mark H.B. Activated carbon: surface chemistry and adsorption from solution. – New-York, Dekker, 1971.
9. Ruthven D.M. Principles of adsorption and adsorption processes. – New-York: Wiley, 1984.
10. Baup S., Jaffre C., Wolbert D. Adsorption of pesticides onto granular activated carbon: determination of surface diffusivities using simple batch experiments // *Adsorption*, **6** (3) (2000) 219 – 228.
11. Gamer I. A., Watson-Craik I. A., Kirkwood R. Dual solute adsorption of 2,4,6-trychlorophenol and N-[2-(2,4,6-trychlorophenoxy)propyl]amine onto activated carbon // *J. Chem. Technol. Biotechnol.*, **76** (9) (2001) 932 – 940.
12. Martin-Gullon I., Font R. Dynamic pesticide removal with activated carbon fibers // *Water Res.*, **35** (2) (2001) 516 – 520.
13. Jung M.- W., Ahn K.- H., Lee Y., Kim K. - P., Rhee J. - S. Adsorption characteristics of phenol and chlorophenols on granular activated carbons (GAC) // *Microchem. J.*, **70** (2) (2001) 123 – 131.
14. Denizli A, Okzan G., Ucar M. Removal of chlorophenols from aquatic systems with dye-affinity microbeads // *Sep. Purif. Technol.*, **24** (1 – 2) (2001) 255 – 262.
15. Aksu Z., Yener J. A comparative adsorption / biosorption study of mono-chlorinated phenols onto various sorbents // *Waste Manage*, **21** (8) 695 – 702.
16. Daifullah A. A. M., Girgis B. S. Removal of some substituted phenols by activated carbon obtained from agricultural waste // *Water Res.*, **32** (4) (1998) 1169 – 1177.
17. Shim J. W, Park S. J., Ryu S. K. Effect of modification with HNO<sub>3</sub> and NaOH on metals adsorption by pitch-based activated carbon fiber // *Carbon*, **39** (11) 1635 – 1642.
18. Coey J. M. D., Cugat O., MacCauley J., Fabris J. D. A portable soil magnetometer // *Revista de Fisica Aplicada e Instrumental*, **7** (1992) 25 – 30.
19. Augusti R., Diass A. O., Rocha L. L., Lago R. M. Kineticas and mechanism of benzene derivatives degardation with Fenton’s reagent in aqueous medium studied by MIMS // *J. Phys. Chem. A*, **102** (1998) 10723 – 10727.
20. Silva A. C. B., Augusti R., Dalmazio I., Windmoller D. MIMS evaporation processes // *Phys. Chem. Chem. Phys.*, **1** (1999) 2501 – 2504.
21. Kotiaho T., Kostiainen R., Ketola R. A., Ojala M. Membrane inlet mass spectrometry: past and future // *Adv. Mass. Spectrom.*, **14** (1999) 501 – 527.

22. Lauritsen F.R., Kotiaho T. Advances in membrane inlet mass spectrometry // *Rev. Anal. Chem.*, **15** (1996) 237 – 265.
23. Perez O.P., Umetsu Y., Sasaki H. Precipitation and densification of magnetic iron compounds from aqueous at room temperature // *Hydrometallurgy*, **50** (1998) 223 – 229.
24. Oliveira L.C.A., Fabris J.D., Mussel W.N., Rios R. V. R. A. The effect of MN substitution on catalytic properties of ferrites // *Stud. Surf. Sci. Catal.*, **130** (2000) 2165 – 2168.
25. Cullity B. D. editor, Elements of X-ray diffraction, Menlo Park: Addison-Wesley, 1978, pp.123 – 131.

## ВЛИЯНИЕ СОСТАВА ЖЕЛЕЗО-КОБАЛЬТОВЫХ ОКСИДОВ НА ПОГЛОЩЕНИЕ ЭНЕРГИИ НИЗКОЧАСТОТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

**Кашевский Б.Э.<sup>2</sup>, Кекало Е.А.<sup>1</sup>, Агабеков В.Е.<sup>1</sup>,  
Кашевский С.Б.<sup>2</sup>, Прохоров И.В.<sup>2</sup>, Жавнерко Г.К.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Институт химии новых материалов НАН Беларуси Минск, 220141,  
Беларусь, Факс: +375-17-237-68-28, E-mail e\_kekalo@mail.ru

<sup>2</sup> Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси,  
Минск 220072, Беларусь, E-mail: bekas@itmo.by

Способность магнитных частиц поглощать энергию переменного магнитного поля представляет интерес для локальной тепловой терапии злокачественных опухолей. В литературе рассматриваются ультрамалые (< 10 нм) суперпарамагнитные частицы в радиочастотных полях малой амплитуды [1] и субмикронные высококоэрцитивные частицы в сильных (превышающих коэрцитивную силу частиц) низкочастотных полях [2,3]. Коллоидные суперпарамагнитные частицы могут проникать в кровеносную систему, что затрудняет локализацию области нагрева. С другой стороны, субмикронные магнитные частицы могут формировать крупные кластеры, не проникающие в объем опухоли. Перспективным материалом для гипертермии могут стать суспензии на основе частиц в несколько десятков нанометров с магнитным гистерезисом размерами. Ранее было показано [4], что суспензии наночастиц феррита кобальта  $CoFe_2O_4$  имеют ограниченную возможность их практического использования в низкочастотной гипертермии из-за слишком большой величины коэрцитивной силы.

В данной работе изучается возможность получения магнитных частиц с оптимальными для низкочастотной гипертермии параметрами на основе оксида железа-кобальта, кристаллографическая анизотропия которого может изменяться в широком диапазоне путем варьирования содержания кобальта [5]. В основу синтеза положена методика создания порошков высококоэрцитивных частиц для магнитной записи [6],

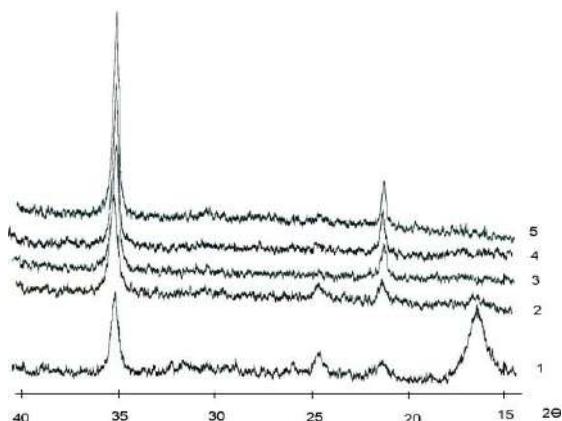


Рис. 1. Рентгенограммы частиц на различных стадиях синтеза образца S2: 1,2 – начало и окончание этапа I, 3 – после добавления окислителя, 4,5 - через 1 и 3 часа гидротермального роста соответственно

включающая два этапа: соосаждение оксидов и гидроксидов Fe-Co (Этап I), окисление и гидротермальный рост частиц (Этап II). Для получения частиц с различным содержанием кобальта его сульфат в количестве 0.005, 0.01, 0.013, 0.015 или 0.02 моль добавляли к раствору, содержащему 0.4 моль  $\text{FeSO}_4$  и 0.08 моль  $\text{FeCl}_3$  в одном литре дистиллированной воды. Для соосаждения раствор солей добавляли в 500 мл 8.5 % аммиака и нагревали до 70 °С (Этап I). Для окисления Fe(II) к смеси добавляли 0.1 моль NaOH и 0.01 моль  $\text{NaNO}_3$ , и плавно поднимали температуру до 100 °С в течение 3 часов (Этап II). Приготовление нанопорошков включало отмывку от маточного раствора до pH 7 и сушку при 100 °С. Согласно соотношению исходных солей, в полученных частицах мольный процент кобальта относительно общего количества металлов равен 1.0, 2.0, 2.6, 3.0 и 4.0 (образцы S2-S6 соответственно), а S1 соответствует порошку чистого магнетита, полученного по аналогичной методике. Для изучения влияния условий синтеза на состав, структуру и свойства дисперсий частиц изменяли концентрацию (двукратное разбавление прекурсоров), уменьшали температуру синтеза (20 °С) и проводили термообработку полученных частиц при 100 и 300 °С. Как показал рентгенофазовый анализ (РФА), состав осадка, образующегося на этапе I стандартной методики, соответствует  $\text{Co}_x^{\text{II}}\text{Fe}_{1-x}^{\text{II}}\text{Fe}_{2\text{O}_4}^{\text{III}}$  с примесями  $\text{Fe}(\text{OH})_3$  и  $\text{FeOOH}$ . На этапе II кристаллическое ядро становится однофазным  $\text{Co}_x^{\text{II}}\text{Fe}_{1-x}^{\text{II}}\text{Fe}_{2\text{O}_4}^{\text{III}}$  (Рис.1). По данным просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) в процессе гидротермального роста ча-

стицы становятся более монодисперсными и приобретают кубическую форму (рис. 2). Основные изменения размера и формы завершаются в течение первых 60 минут синтеза. Увеличение температуры до 100 °С вызывает переход частиц игольчатого  $\alpha$ -FeOОН и сферических  $\text{Fe}(\text{OH})_3$  и  $\text{Co}^{\text{II}}_x\text{Fe}^{\text{II}}_{1-x}\text{Fe}^{\text{III}}_2\text{O}_4$ , формируемых при pH 9-10 и низкой температуре, в частицы кубического  $\text{Co}^{\text{II}}_x\text{Fe}^{\text{II}}_{1-x}\text{Fe}^{\text{III}}_2\text{O}_4$ . В процессе гидротермального роста, согласно ПЭМ (рис.2), происходит двукратное увеличение размера частиц (с 35-50 до 80-100 нм), в то время как средний диаметр их кристаллического ядра, регистрируемый РФА, изменяется незначительно (с 26 до 35 нм). Различие размеров, найденных методами РФА и ПЭМ, следует связать с формированием рентгено-аморфной оболочки

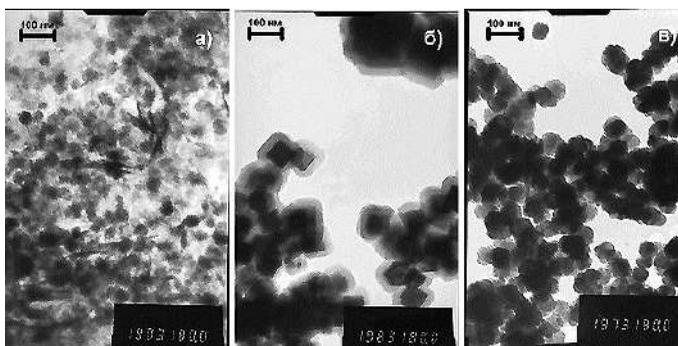


Рис. 2. ПЭМ снимки частиц образцов S2 на I (а) и II (б) этапах стандартного синтеза и S4 на II (в) этапе синтеза при температуре 20 °С

(рис. 2,б). Описанные изменения наблюдаются для образцов с различным содержанием кобальта, полученных по стандартной методике. Синтез (оба этапа) при комнатной температуре дает частицы сферической формы (рис. 2,в) с более узким распределением по размерам (по данным ТЭМ от 55 до 65 нм). Средний диаметр частиц согласно РФА составляет 34 нм. Двукратное разбавление прекурсоров сопровождается незначительным (в пределах ошибки измерения) увеличением размеров частиц. Прогрев на воздухе при 100 и 300 °С не оказал влияния на их размеры. Кристаллическая структура претерпела незначительный в первом и полный во втором случае переход в  $\gamma$ - $\text{Fe}_2\text{O}_3$  с изменением окраски порошка с черной на коричневую.

Поглощение энергии переменного поля в жидких и твердых дисперсиях полученных частиц изучали путем регистрации и интегрирования кри-

вых динамического намагничивания  $I(H)$  в синусоидальном поле с частотой  $f = 430$  Гц и амплитудой  $H_0$  до 1200 Э согласно [2,4]. Твердые дисперсии готовили в пластилине, жидкие получали путем интенсивного диспергирования (диспергатор ИКА -10) порошков в автомобильном масле. Выбор несущей жидкости обусловлен ее высокой вязкостью (2 Пз) и хорошим смачиванием частиц, что обеспечило достаточную для проведения экспериментов стабильность дисперсий. Содержание частиц в твердых и жидких образцах - 50 мг/см<sup>3</sup>. Способность дисперсий поглощать энергию поля характеризуем удельной поглотительной способностью (УПС) - величиной энергии, погло-

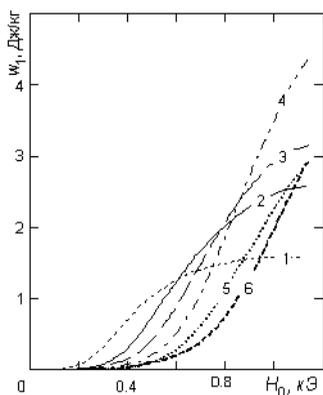


Рис. 3. Поглощение энергии твердыми дисперсиями частиц S1-S6 (кривые 1-6 соответственно) в зависимости от  $H_0$

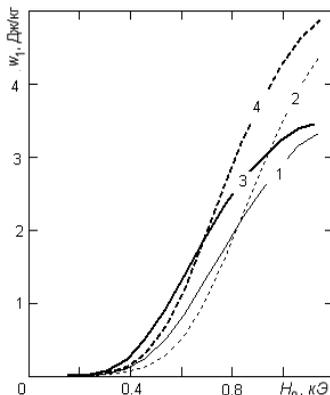


Рис. 4. Поглощение энергии твердыми дисперсиями частиц S4: 1, 2 - синтезированы в стандартных условиях, 3, 4 - при 20 °C и высушены при 20 (1,3) и 100 °C (2,4) соответственно

щаемой единицей массы частиц в одном цикле измерения поля,  $w_1$  (Дж/кг). Ощутимое поглощение энергии начинается с некоторого минимального значения амплитуды поля, связанного с величиной коэрцитивной силы частиц, затем нарастает и выходит на предельное значение (рис. 3). Выход кривой на насыщение в приложенных полях наблюдается только в образце S1 (без  $Co$ ). Близки к нему и кривые для дисперсий частиц S2 и S3 (1 и 2 мол. %  $Co$ ). В образцах с большим содержанием  $Co$ , из-за нарастающей величины коэрцитивной силы, для достижения предельных значений поглощения требуются более сильные (в сравнении с использованными в эксперименте) поля. Таким образом, предельная величина поглощения энергии частицами увеличивается с увеличением содержания  $Co$ . На практике оптимальное содержание  $Co$  следует выбирать в зависимости от амплитуды используемого поля. Изме-

ние предложенного в [6] температурного режима получения частиц (синтез при комнатной температуре) позволяет до 2-х раз увеличить поглощение энергии (рис. 4, кривые 3,4 в сравнении с 1,2) и дает возможность дополнительно варьировать УПС частиц. Кроме того, последующая термообработка порошков при 100 °С в 1.5 раза увеличивает скорость нарастания поглощения энергии в зависимости от амплитуды поля (рис.4, кривые 2,4 в сравнении с 1,3).

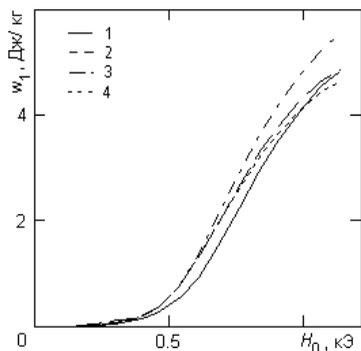


Рис. 5. УПС твердых дисперсий прокаленных при 300°С частиц S4, полученных при: 1,2 - стандартном температурном режиме, 3,4 – 20 °С, 2,3 – из двукратно разбавленных растворов

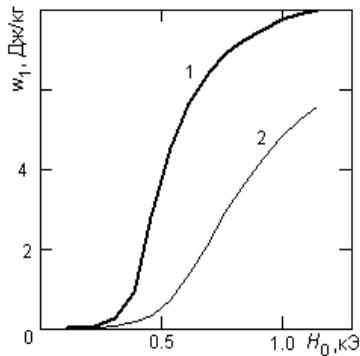


Рис. 6. Сравнение УПС жидкой (1) и твердой (2) дисперсий частиц образца S4, полученного при 20 °С из разбавленных растворов и прокаленного при 300 °С

В результате превращения феррита в  $\gamma$ - $\text{Fe}_2\text{O}_3$  с добавками оксида Со (термообработка при 300 °С) поглощение энергии частицами изменяется. Прокаливание в значительной степени нивелирует зависимость поглощения энергии от условий синтеза частиц, о чем свидетельствуют данные рис. 5.

Исследование поглощения в жидких суспензиях выполнено для частиц, синтезированных при комнатной температуре из разбавленных прекурсоров, с содержанием Со 2.6 мол. % по отношению к общему количеству металлов. В твердых дисперсиях именно эти частицы имеют максимальную УПС в умеренных (до 1 кЭ) полях. С увеличением амплитуды поля диссипация энергии в жидкой дисперсии возникает практически одновременно с твердой (рис. 6), но характеризуется значительно более резким нарастанием и более ранним достижением предельной величины. Как по характеру, так и по абсолютным значениям полученные для синтезированных наночастиц зависимости УПС от амплитуды поля близки к таковым, измеренным для субмикронных игольчатых частиц маггемита [2].

Таким образом, показаны возможности варьирования способности наночастиц оксида железа-кобальта поглощать энергию переменного поля, изменяя не только содержание кобальта, но и условия синтеза, прежде всего температурные режимы на его различных этапах. Для низкочастотной ферромагнитной гипертермии это позволяет создавать частицы с оптимальными (для конкретных магнитных полей) характеристиками.

Работа частично профинансирована Белорусским республиканским фондом фундаментальных исследований (проекты X08M-140, X08-257).

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Pankhurst Q.A., Connolly J., Jones S.K. & Dobson J. Applications of magnetic nanoparticles in biomedicine. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2003 (36) R167-R181.
2. Kashevsky V.E., Prokhorov, I.V., & Kashevsky, S.B. Audio-frequency heating of particulate magnetic systems. *China Particuology*. 2007 (5)1-2, 84-92.
3. Кашевский Б.Э., Истомин Ю.П., Кашевский С.Б. и Прохоров И.В. 12-я Плеская конференция по магнитным жидкостям. Сборник трудов. – Иваново: Государственный Энергетический Университет, 2006. – С. 317-322.
4. Агабеков В.Е., Кашевский Б.Э., Кашевский С.Б., Кекало Е.А., Манина Е.Ю., Прохоров И.В., Улащик В.С. Доклады Национальной Академии Наук Беларуси. – 2008. – Т. 52. – № 2. – С. 62–65.
5. Mee C. *The Physics of magnetic recording*. Amstrdam: North-Holland Publish. Co. 1964.
6. Agfa ag fuer photofabrikation Patent No.GB717269 (1954)

## НАЧАЛЬНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ СИСТЕМЫ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ДИПОЛЕЙ

**Разумков А.В.**

Пермский государственный университет  
614990, г. Пермь, ул.Букирева, 15. Факс: (342) 237-16-36;  
E-mail: [razumkov@inbox.ru](mailto:razumkov@inbox.ru)



Разумков Артем Владимирович окончил Пермский государственный университет в 2005 году. В настоящее время является аспирантом кафедры физики фазовых переходов Пермского государственного университета. Имеет 3 научных публикации. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантом РФФИ.

### Введение

В начале 80-х гг., впервые было показано, что магнитодипольные взаимодействия оказывают сильное влияние на свойства концентрированных магнитных жидкостей, повышая начальную восприимчивость в два-четыре раза и расширяя спектр времен релаксации на несколько порядков [1, 2]. В последнее время активно обсуждается вопрос о возможности перехода фер-

роколлоидов в магнитоупорядоченное состояние [3]. Хотя лабораторные эксперименты [2] и аналитические модели [4, 5] говорят об отсутствии перехода, численные эксперименты [6] и теория функционала плотности [7] его предсказывают.

Основными проблемами численного моделирования дипольных систем являются ограниченность количества частиц в системе, связанная с ограниченностью возможностей компьютеров, и влияние размагничивающих эффектов в случае образца конечных размеров. Размагничивающее поле приводит к сильным флуктуациям начальной восприимчивости

$$\chi = \left( \frac{dM}{dH} \right)_{H \rightarrow 0} = \left( \frac{M}{H_0 - \kappa M} \right)_{H_0 \rightarrow 0} \quad (1)$$

( $M$  – намагниченность,  $H_0$ ,  $H$  – внешнее и внутреннее поле соответственно,  $\kappa$  – размагничивающий фактор) по мере увеличения концентрации частиц и энергии магнитодипольных взаимодействий, поскольку с возрастанием намагниченности знаменатель выражения приближается к нулю.

В качестве стандартного приема преодоления первой проблемы обычно используют периодические граничные условия (РВС), второй – суммирование по Эвальду. Так как во всех работах по численному моделированию дипольных систем, где был обнаружен переход в магнитоупорядоченное состояние, использовались оба этих приема, возникает опасение, что обнаруженный переход является артефактом. Он мог возникнуть как следствие суммирования по Эвальду и появления в эффективном потенциале взаимодействия короткодействующих слагаемых [5], или как следствие периодических граничных условий, налагающих прямой запрет на любую пространственную неоднородность системы на макро- и мезоуровнях..

Данная работа имеет цель разработку численного алгоритма для системы с одномерными периодическими граничными условиями, в котором суммирования парных потенциалов взаимодействия будет проведено приближенно без использования техники Эвальда.

### Численный алгоритм

В качестве моделируемой системы использовался бесконечно длинный цилиндр, ориентированный вдоль внешнего поля. В этом случае, как известно, размагничивающий фактор пренебрежимо мал и необходимость его учета отсутствует. Расчетная ячейка представляла собой цилиндр конечной длины, содержащий  $N = 1000$  частиц, которые моделировались «дипольными жесткими сферами». Цилиндр транслировался вдоль оси симметрии бесконечное количество раз в обоих направлениях. Конфигурация системы приведена на рис. 1.

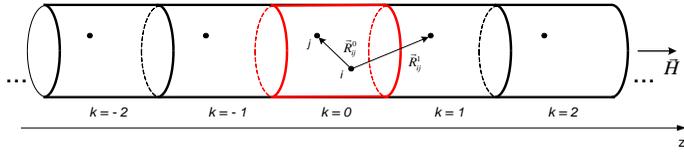


Рис. 1. Моделируемая система, одномерные периодические граничные условия

Вклад пробной частицы с номером  $i$  в магнитостатическую энергию системы может быть записан в виде:

$$U_i = -\xi_0 \cdot kT \cdot \cos \vartheta_i + \sum_{i=1}^N \sum_{\substack{k=-\infty \\ j \neq i}}^{\infty} U_{ij}^k, \quad \frac{U_{ij}}{kT} = \lambda \left( \frac{3(e_i \cdot R_{ij})(e_j \cdot R_{ij})}{R_{ij}^5} - \frac{(e_i \cdot e_j)}{R_{ij}^3} \right) \quad (2)$$

где  $k$  – порядковый номер отражения,  $T$  – температура,  $\xi_0 = \mu_0 m H / kT$  – параметр Ланжевена,  $\vartheta_i$  – угол между направлением магнитного момента частицы и направлением внешнего магнитного поля,  $\lambda = \mu_0 m^2 / 4\pi d^3 kT$  – параметр агрегирования,  $e_i, e_j$  – единичные векторы вдоль моментов  $i$ -й и  $j$ -й частиц соответственно,  $R_{ij}$  – вектор, соединяющий их центры.

При вычислении суммы бесконечного ряда (2) первые четыре слагаемых с наибольшими амплитудами учитывались точно, а остальная часть суммы вычислялась приближенно путем замены ее соответствующими интегралами. Погрешность аппроксимации находилась на уровне 1–2%. Расчеты восприимчивости проводились методом Монте-Карло по алгоритму Метрополиса.

Начальная восприимчивость рассчитывалась как отношение суммарного момента частиц, находящихся в расчетной ячейке, к объему ячейки и напряженности магнитного поля. Во всех случаях параметр Ланжевена полагался равным  $\xi_0 = 0.15$  – максимальному значению, обеспечивающему нахождение на линейном участке кривой намагничивания для всех проведенных экспериментов. Благодаря нулевому размагничивающему фактору напряженность поля в образце совпадала с напряженностью внешнего (приложенного) поля.

### Полученные результаты

На приведенном ниже графике начальная восприимчивость представлена как функция ланжевеновской восприимчивости

$$\chi_L = \frac{\mu_0 m^2 n}{3kT}, \quad (3)$$

т.к. последняя является удобным безразмерным параметром, строго пропорциональным концентрации частиц  $n$  и обратно пропорцио-

нальным температуре. Кроме того, ланжевеновскую восприимчивость можно рассматривать как единственный параметр, определяющий влияние магнитодипольных взаимодействий на намагниченность системы в области малых и умеренных значений параметра агрегирования [9]. Результаты численного моделирования сопоставлялись в первую очередь с предсказаниями [10] – модифицированного варианта эффективного поля

$$\chi = \chi_L(1 + \chi_L/3 + \chi_L^2/144) \quad (4)$$

и с результатами [11], полученными методами молекулярной динамики с использованием РВС и суммирования по Эвальду.

На рис. 2 представлена концентрационная зависимость восприимчивости при  $\lambda=1$ , т.е. при фиксированной температуре. Объемная доля коллоидных частиц изменялась от нуля до 0.45. Эта область подробно исследована как экспериментально, так и аналитически во многих работах. Процессы агрегирования в ней выражены слабо и хорошо работает формула (4), соответствующая на графике сплошной линии. Пунктирной линии соответствует теория Ланжевена, в рамках которой межчастичные взаимодействия не учитываются вообще. Расхождение между сплошной и пунктирной линиями демонстрирует степень влияния межчастичных взаимодействий на начальную восприимчивость системы. Как видно из приведенного графика, это влияние может быть очень сильным даже в случае  $\lambda = 1$ . Очень хорошее согласие полученных нами данных с формулой (3) и результатами других авторов дает основания быть уверенным в надежности используемого алгоритма.

Начальная восприимчивость в области больших значений параметра агрегирования ( $2 < \lambda < 4$ ) нами рассчитана, но полученные результаты, по ряду причин, не могут считаться надежными и требуют дополнительной проверки, поэтому здесь не приводятся.

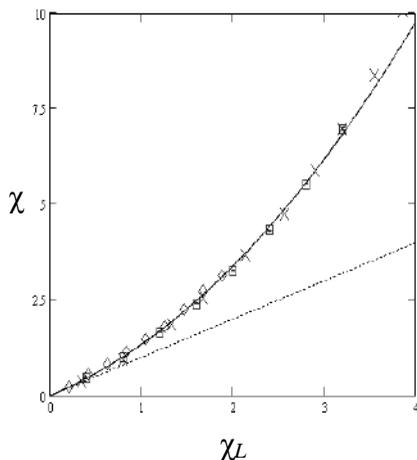


Рис. 2. Начальная восприимчивость магнитной жидкости в зависимости от объемной доли частиц. Сплошная линия соответствует формуле (3), пунктир – приближению Ланжевена, точки  $\square$  – результатам данной работы,  $\diamond$  – [11],  $\times$  – [9]

Одна из этих причин – это значительное возрастание амплитуды флуктуаций с увеличением  $\lambda$ , что демонстрирует рис. 3, на котором приведены зависимости суммарного магнитного момента от времени для  $\lambda=1$  и  $\lambda=2.5$ .

Автор благодарит своего научного руководителя А. Ф. Пшеничникова за идею метода и обсуждение результатов.

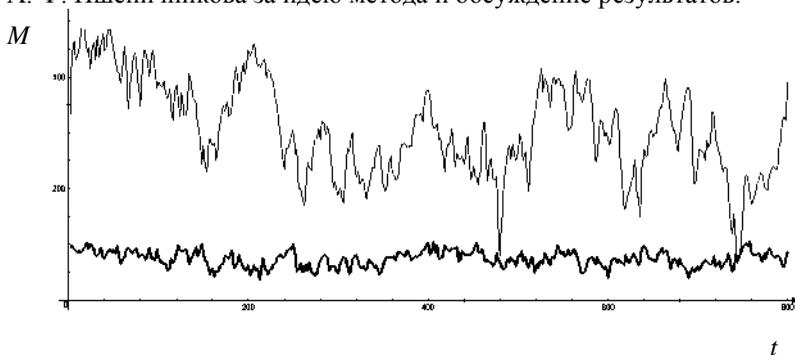


Рис. 3. Зависимость суммарного магнитного момента от времени в процессе эксперимента. Жирная линия соответствует  $\lambda=1$ , тонкая -  $\lambda=2,5$

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 07-02-96015).

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Пшеничников А.Ф., Лебедев А.В. // ЖЭТФ. – 1989. – Т. 95, вып. 3. – С. 869.
2. Pshenichnikov A.F. // J. Magn. Magn. Mater. – 1995. – Vol. 145. – P. 319.
3. Huke B., Lucke M. // Reports on Progress in Physics. – 2004. – Vol. 67. – P. 1731.
4. Ivanov A.O. // Phys. Rev. E. – 2003. – Vol. 68. – P. 11503.
5. Morozov K.I. // J. Chem. Phys. – 2003. – Vol. 119. – P. 4351.
6. Weis J. J. // Ibid. – 2005. – Vol. 123. – P. 44503.
7. Szalai I., Dietrich S. // Mol. Phys. – 2005. – Vol. 103. – N 21–23. – P. 2873.
8. Пшеничников А.Ф., Мехоношин В.В. // Письма в ЖЭТФ. – 2000. – Т. 72, вып. 4. – С. 261.
9. Pshenichnikov A.F., Mekhonoshin V.V. // J. Magn. Magn. Mater. – 2000. – Vol. 213. – P. 357.
10. Ivanov A.O., Kuznetsova O.B. // Phys. Rev. E. – 2001. – Vol. 64. – P. 41405.
11. Wang Z., Holm C., Muller H.W. // Ibid. – 2002. – Vol. 66. – P. 021405.

## ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИЙ СПОСОБ ПОЛУЧЕНИЯ НАНОЧАСТИЦ МАГНЕТИТА ИЗ ЖЕЛЕЗОСОДЕРЖАЩИХ ОТХОДОВ ДЛЯ СИНТЕЗА МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

**Калаева С.З., Ерехинская А.Г., Макаров В.М.**

Ярославский государственный технический университет,

150023, Россия, г. Ярославль, Московский пр-т, 88.

Тел./факс: (4852) 446813; [kalaevasz@ystu.ru](mailto:kalaevasz@ystu.ru)

**Шипилин А.М.**

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,

119899, Россия, г. Москва

**Шипилин М.А.**

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова,

150000, Россия, г. Ярославль, ул. Советская, д.14

Тел. (4852)7282556, факс (4852)255787

Магнитные жидкости в силу своих уникальных свойств потенциально могут иметь весьма широкий спектр применения: в динамических гасителях вибрации, для удаления разливов нефти и нефтепродуктов с поверхности воды, для изготовления невытекающих смазок, в качестве среды для разделения материалов по плотности, компонента герметизирующих систем и ряде других направлений использования. Такое многогранное применение сдерживается высокой стоимостью магнитных жидкостей, магнитомягкая фаза которых изготавливается из «чистых» материалов. Их замена на отходы производства позволит резко снизить стоимость магнитных жидкостей и расширить возможности широкого использования. Известные способы получения магнетита отличаются трудоемкостью и длительностью процессов, а также неблагоприятным состоянием воздуха рабочей зоны из-за применения агрессивных сред [1-4].

Нами предложено частицы магнетита получать электрохимическим растворением обрезков-отходов от раскроя деталей из Ст3, соединенных точечной сваркой.

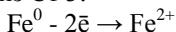
Электролиз проводился с использованием предварительно подогретого раствора NaCl в качестве электролита при окислении образующихся промежуточных соединений кислородом воздуха. В дальнейшем температура поддерживалась за счет электролиза.

В среде электролита происходят описанные ниже основные процессы.

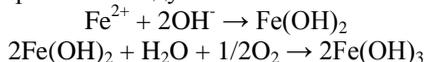
1) На катоде происходит электролиз воды



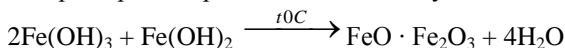
2) Растворение анода из Ст 3:



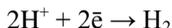
3) Последовательное образование гидроксидов 2-х и 3-х валентного железа при барботаже воздуха:



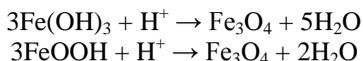
4) Ферритизация. Между гидроксидами 2-х и 3-х валентного железа, обусловленная кислотным характером гидрата окиси железа трехвалентного и основным характером гидрата окиси железа двухвалентного:



5) На катоде идет образование водорода, который поддерживает частичное окисление 2-х валентного железа в 3-х валентное:



В катодном пространстве также происходят реакции восстановления гидроксидов железа 3-х валентного и оксигидроксида железа водородом:



Образованию магнетита способствовали такие факторы как непрерывная подача кислорода воздуха и повышенная температура процесса, которая варьировалась в пределах от 20 °С до 55 °С. Об образовании магнетита в результате данного процесса свидетельствовали такие факторы как черный цвет образующегося осадка (что соответствует цвету смешанного оксида железа Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>), а также наличие у образующегося осадка ферромагнитных свойств (это доказывает то, что полученное соединение железа является дегидратированным). Подтверждением образования в данном процессе магнетита является проведенный рентгеноструктурный анализ получаемого осадка, а также результаты Мёсбауэровской спектроскопии. Также по результатам рентгеноструктурного анализа установлен размер частиц получаемого магнетита, который составил не более 13 нм.

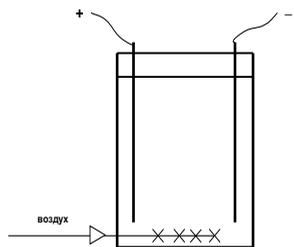


Рис. 1. Установка для электрохимического получения магнетита

Синтез проводили на установке, представленной на рис. 1.

Объем реактора 1,5 л;

Площадь электродов 120 см<sup>2</sup>;

Расстояние между электродами 1 см;

Объем электролита 1,3 л;

Были исследованы следующие технологические параметры получения магнетита:

- влияние концентрации раствора NaCl на намагниченность насыщения и производительность процесса образования магнетита
- влияние начальной температуры процесса растворения на намагниченность насыщения и производительность процесса образования магнетита
- влияние напряжения постоянного тока на намагниченность насыщения и производительность процесса образования магнетита
- влияние удельного расхода воздуха на намагниченность насыщения и производительность процесса образования магнетита
- зависимость плотности тока от напряжения постоянного тока при различных концентрациях электролита

Результаты представлены на рис. 2 – 6.

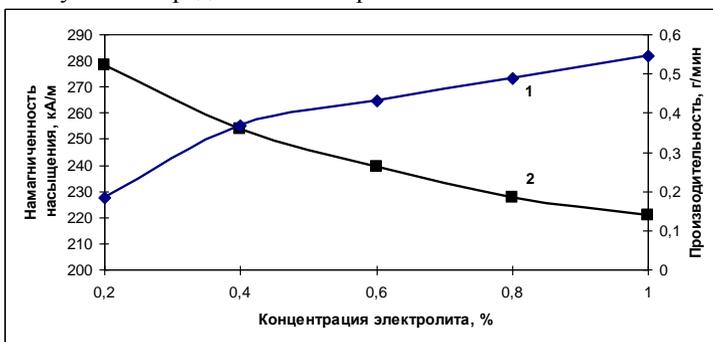


Рис. 2. Зависимость производительности процесса (кривая 1) и намагниченности насыщения магнетита (кривая 2) от концентрации электролита

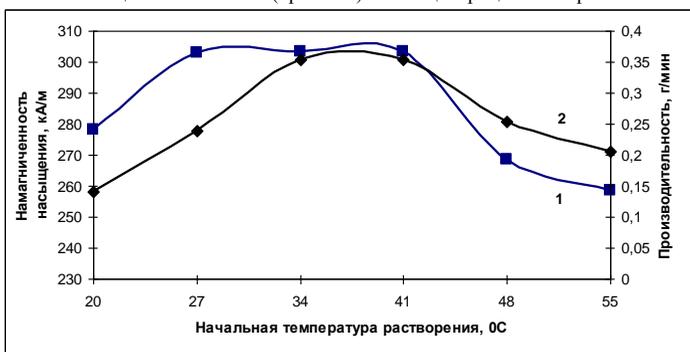


Рис. 3. Зависимость производительности процесса (кривая 1) и намагниченности насыщения магнетита (кривая 2) от начальной температуры растворения

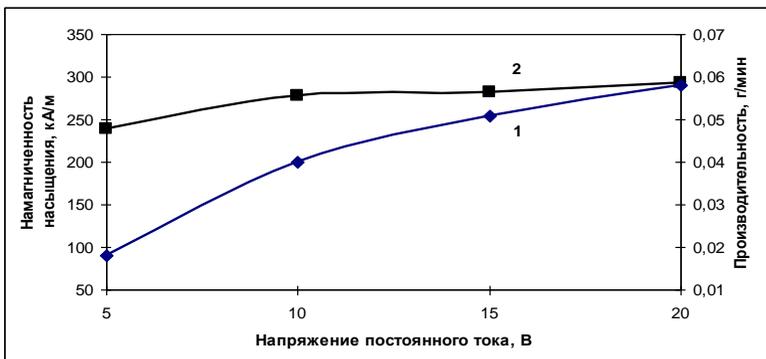


Рис. 4. Зависимость производительности процесса (кривая 1) и намагниченности насыщения магнетита (кривая 2) от напряжения постоянного тока

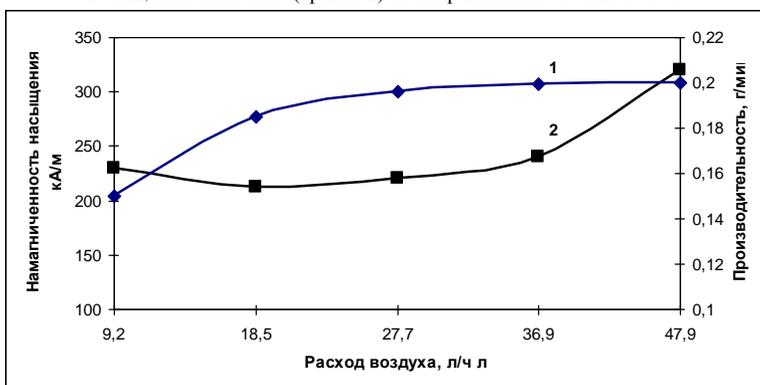


Рис. 5. Зависимость производительности процесса (кривая 1) и намагниченности насыщения магнетита (кривая 2) от удельного расхода воздуха

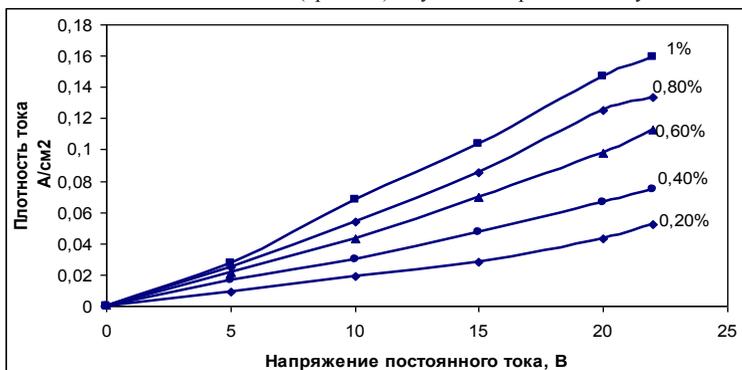


Рис. 6. Зависимость плотности тока от напряжения постоянного тока при различных концентрациях электролита

Таким образом, можно считать приемлемыми технологическими параметрами электрохимического получения магнетита следующие: концентрация электролита – 0,4%; начальная температура процесса – в интервале от 34 до 41 °С; напряжение постоянного тока – 20 В; расход воздуха – 47-48  $\frac{\text{л воздуха}}{\text{ч}}$ ; плотность тока - 0,052 А/см<sup>2</sup>.

Ч · Л ·

С указанными технологическими параметрами были получены магнитные жидкости на основе керосина и воды, соответствующие ТУ2499-001-02069421-2008 и ТУ 2499-004-02069421-2008 соответственно.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Матусевич Н.П., Рахуба В.К. Получение магнитных жидкостей методом пептизации: Тез. докл. Всесоюз. симпозиума «Гидродинамика и теплофизика магнитных жидкостей». – Саласпилс, ин-т АН Латвийской ССР, 1980, – С. 21–28.
2. Калаева С.З., Макаров В.М., Шипилин А.М. Магнитные жидкости из отходов производства // Экология и промышленность России, сентябрь, 2002. – С. 15–16.
3. Калаева С.З., Макаров В.М., Шипилин А.М., Захарова И.Н. Способ получения магнитной жидкости: Тр. Междунар. Форума по проблемам науки, техники и образования. Т 2 / Под ред. В.П. Савиных, В.В. Вишневого. – М.: Академия наук о Земле, 2003. – С. 145–147.
4. Макаров В.М., Шипилин А.М., Захарова И.Н., Калаева С.З., Страдомский Ю.И., Ерехинская А.Г. Переработка железосодержащих отходов с получением наночастиц для изготовления магнитной жидкости // Журнал «Нанотехника», ноябрь, 2007. С.66–69.

## ПОЛУЧЕНИЕ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ С ПРИМЕНЕНИЕМ ОТХОДОВ ПРИРОДНОГО МАГНЕТИТА

**Калаева С.З., Ерехинская А.Г., Макаров В.М., Лузев В.Ф.**

Ярославский государственный технический университет,

150003, г. Ярославль, Московский пр-т, 88.

Тел./факс: (4852) 446813; [kalaevasz@ystu.ru](mailto:kalaevasz@ystu.ru)

**Шипилин М.А.**

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова,

150000, г. Ярославль, ул. Советская, д.14

Тел. (4852)7282556, факс (4852)255787

Промышленные магнитные жидкости получают только из химически чистого сырья, что достаточно дорого. Получение МЖ из отходов производства снижает их стоимость, при этом утилизируются отходы, которые в настоящее время постепенно накапливаются, наносят ущерб окружающей среде, и обеспечивает их более широкое применение в тех областях, в которых требуются большие объемы используемых магнитных жидкостей.

Нами были получены магнитные жидкости на основе различных масел методом диспергирования в электромагнитном поле и методом химической конденсации.

В качестве сырья для получения МЖ использовался природный магнетит - отход Оленегорского ГОК.

Получение магнитных жидкостей на основе индустриального масла методом диспергирования проводили на электромагнитном аппарате «Контур» со следующими параметрами: частота – 50 Гц, напряженность магнитного поля – 1334 А/см.

Устройство «Контур» обеспечивает процесс перемешивания и измельчения магнетита, являясь электромагнитным измельчителем, который представляет электромагнитную катушку с емкостью, содержащую намагниченные шарики из гексаферрита бария диаметром 5 мм, которые под воздействием магнитного поля совершают интенсивное движение [1-3].

Для получения МЖ на основе индустриального масла использовались следующие компоненты: отход Оленегорского ГОК, индустриальное масло, ПАВ - олеиновая кислота и стабилизатор - аэросил или сажа.

Были получены МЖ со следующими свойствами: намагниченность насыщения 15-22 кА/м при плотности 1,1-1,2 кг/м<sup>3</sup>.

Магнитные жидкости методом химической конденсации получали на основе индустриального, веретенного, моторного масел и глицерина. В качестве магнитной фазы магнитных жидкостей использовали природный магнетит. В качестве поверхностно-активного вещества – олеат натрия.

Магнитные наночастицы дисперсной фазы получали путем растворения магнетита в соляной кислоте и пересадения раствором аммиака.

Были получены МЖ на основе различных масел с намагниченностью насыщения 11,4-15,5 кА/м, плотностью 1,3-1,45 кг/м<sup>3</sup>.

Так как под воздействием магнитного поля изменяются физические свойства магнитной жидкости, полученные МЖ могут быть использованы в качестве рабочей среды в демпферных и амортизирующих устройствах и герметизаторах, а также в процессах механической обработки металлов как смазочно-охлаждающие материалы.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Деревякин Н.А., Михалева З.А. Аппараты с вихревым слоем химической технологии. – М.: ЦИНТИХИМНЕФТЕМАШ, 1989. – 35 с.
2. Отчет по НИР В – 088.28364061, Ярославский филиал ГИПИ ЛКП, 1983.
3. Кардашев Г.А. Физические методы интенсификации процессов химической технологии. – М.: Химия, 1990. – 205 с.

## МЕССБАУЭРОВСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

**Шипилин М.А.**

Ярославский государственный университет им. П.Г.Демидова,  
150010, Ярославль, Красная площадь, 1, [ship\\_yar@mail.ru](mailto:ship_yar@mail.ru)

**Макаров В.М., Калаева С.З., Ерехинская А.Е., Васильев С.В.,  
Захарова И.Н.**

Ярославский государственный технический университет, 150023,  
Ярославль, Московский проспект, 88А, [kalaewasz@ystu.ru](mailto:kalaewasz@ystu.ru)

**Русаков В.С., Шипилин А.М.**

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,  
119899, Москва, Воробьевы Горы, [amship@mail.ru](mailto:amship@mail.ru)

В рамках работ по утилизации железосодержащих промышленных отходов в лаборатории под руководством В.М.Макарова разработана и оптимизируется технология получения дисперсных магнитных материалов и магнитных жидкостей на основе таких отходов [1]. Для диагностики получаемых материалов нами использован ряд методов. Данные рентгеновской дифрактометрии и мессбауэровской спектроскопии приводятся в данной публикации.

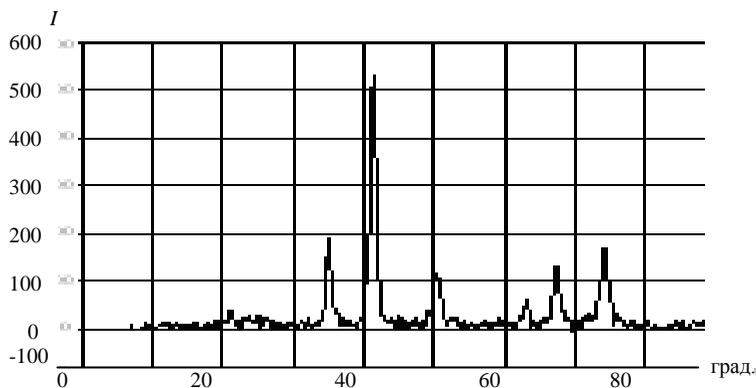


Рис.1. Рентгеновская дифрактограмма образца дисперсного магнитного материала, полученного из отходов производства

На рис. 1 приведена рентгеновская дифрактограмма высокодисперсного порошка, предположительно магнетита, полученного по схеме, соответствующей методу химической конденсации. В этой схеме в качестве источника двухвалентного железа использовался технический

сульфат железа – отход производства титановых белил. В качестве источника  $\text{Fe}^{3+}$  использовались железосодержащие отходы «Северсталь» (г. Череповец). Их состав приведен в таблице.

Химический состав отходов предприятия «Северсталь»

Название	Химическая формула	Содержание в-ва в отходах, %
Гематит	$\text{Fe}_2\text{O}_3$	48
Вюсцит(окись железа)	$\text{FeO}$	14
Окись кальция	$\text{CaO}$	9
Окись кремния	$\text{SiO}_2$	6
Окись магния	$\text{MgO}$	5
Окись марганца	$\text{MnO}$	5
Окись алюминия	$\text{Al}_2\text{O}_3$	2
Окись цинка	$\text{ZnO}$	1,0
Хром	$\text{Cr}$	0,5
Медь	$\text{Cu}$	0,1
Свинец	$\text{Pb}$	0,05
Никель	$\text{Ni}$	0,04

Особенности приведенной дифрактограммы соответствуют дисперсному магнетиту со средним размером 7 нм.

Однако, мессбауэровские исследования образцов того же материала заставляют скорректировать вывод о составе полученного порошка. На рис. 2 приведен мессбауэровский спектр такого же образца. Его особенности соответствуют магнитоупорядоченному материалу. Слабый центральный дублет соответствует суперпарамагнитным наночастицам. Компьютерная обработка спектра с использованием программы «Distri» позволила получить данные о параметрах этого спектра и реставрировать функции распределения квадрупольного смещения компонент спектра  $\rho(\epsilon)$  и эффективных магнитных полей на ядрах железа  $\rho(H_n)$ , приведенные на рис.2. Зависимость  $\rho(\epsilon)$  указывает на неоднородность окружения ионов железа, находящегося в суперпарамагнитном состоянии, что вполне объяснимо сложным составом реагентов (см. табл. 1). Функция распределения  $\rho(H_n)$ , реставрированная на основе мессбауэровского спектра обсуждаемого магнитного порошка, полученного из железосодержащих отходов, заметно отличается от аналогичной функции для исследованного нами ранее дисперсного магнетита, полученного методом химической конденсации из химически чистых реагентов [2]. Ее график имеет более сложный характер. Поля, соответствующие

максимумам  $p(H_n)$  (см. рис. 2), ниже аналогичных полей в случае дисперсного магнетита [2]. Можно предположить, что полученный дисперсный магнитный материал соответствует

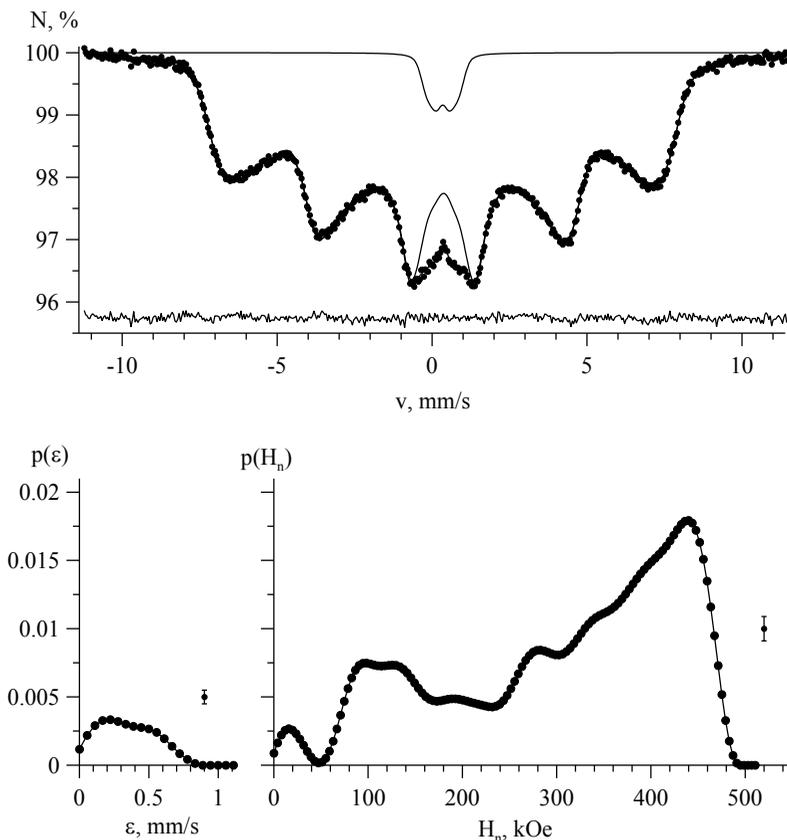


Рис. 2. Мессбауэровский спектр магнитного материала, полученного из отходов производства и функция распределения эффективных магнитных полей на ядрах железа  $p(H_n)$ , соответствующая этому спектру

магнетиту, в котором часть ионов железа, находящихся в А- и В-местах, замещены на немагнитные ионы Са, Al и другие, присутствовавшие в исходных реагентах (см. таблицу). Такие соединения вполне могут давать дифрактограмму, близкую к дифрактограмме чистого магнетита. Это предположение согласуется с тем фактом, что обсуждаемый магнитный порошок согласно данным наших магнитных измерений имеет

более низкую намагниченность по сравнению с дисперсным магнетитом, полученным из химически чистых реагентов.

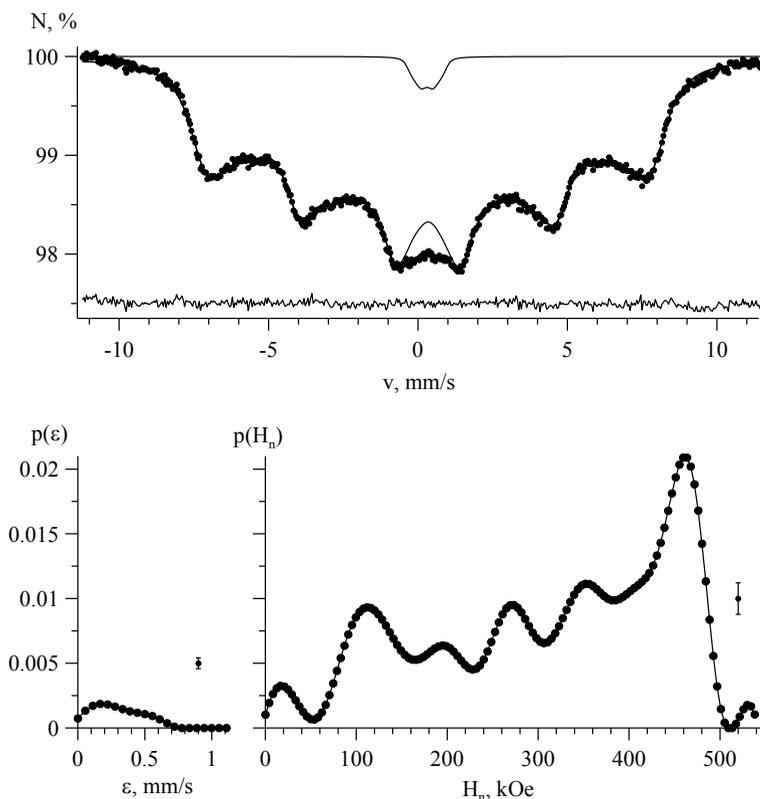


Рис. 3. Мессбауэровский спектр высушенной на фильтре магнитной жидкости, полученной из отходов производства и функция распределения эффективных магнитных полей на ядрах железа  $p(H_n)$ , соответствующая этому спектру

На рис. 3 приведены данные мессбауэровских исследований магнитной жидкости с керосином в качестве жидкости-носителя, полученной на основе обсуждавшегося выше дисперсного магнитного материала. Методы получения магнитных жидкостей на основе железосодержащих промышленных отходов разработаны и оптимизируются в той же лаборатории ЯГТУ [3]. Мессбауэровский спектр, приведенный на рис. 3, регистрировался для образца названной магнитной жидкости, высушенной на фильтровальной бумаге, представлявшего собой части-

цы дисперсного магнитного материала, покрытые оболочкой ПАВ. Особенности зависимости  $\rho(H_n)$  для этой жидкости во многом аналогичны особенностям зависимости, приведенной на рис.2. Можно ожидать, что наблюдаемые различия этих зависимостей могут быть обусловлены как эффектом хемосорбции в поверхностных слоях магнитных наночастиц, так и тем, что наличие ПАВ приводит к уменьшению магнитного взаимодействия соседних частиц. Судя по величинам  $H_n$ , соответствующим максимумам  $\rho(H_n)$ , основную роль в изменении эффективных магнитных полей на ядрах железа в магнитных жидкостях по сравнению с исследованным магнитным порошком играет именно последний фактор.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Макаров В.М., Калаева С.З., Шипилин А.М. О возможности использования гальваношламов при изготовлении магнитных жидкостей // Известия ВУЗов. Химия и химическая технология. – 2002. – Т. 45. – Вып. 7. – С. 66–67.
2. Захарова И.Н., Николаев В.И., Шипилин А.М. Об оценке размеров наночастиц с помощью эффекта Мессбауэра. ФТГ. – 2001. – Т. 43. – Вып. 8. – С. 1455–1457.
3. Калаева С.З., Макаров В.М., Шипилин А.М., Захарова И.Н., Дубов А.Ю., Мельников Г.Н. Способ получения магнитной жидкости Патент РФ № 2276420, бюл. № 13 от 10.05.2006 г.

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

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАМОРОЖЕННОЙ ФЕРРОЖИДКОСТИ НА ОСНОВЕ $\text{Fe}_3\text{O}_4$ $\mu\text{SR}$ -МЕТОДОМ

Дугинов В.Н.<sup>1</sup>, Балашоу М.<sup>1,3</sup>, Барсов С.Г.<sup>2</sup>, Бика Д.<sup>4</sup>, Векас Л.<sup>4</sup>,  
Воробьев С.И.<sup>2</sup>, Грицай К.И.<sup>1</sup>, Жуков В.А.<sup>1</sup>, Комаров Е.Н.<sup>2</sup>,  
Коптев В.П.<sup>2</sup>, Котов С.А.<sup>2</sup>, Мамедов Т.Н.<sup>1</sup>, Петреску К.<sup>5</sup>,  
Щербаков Г.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна;

Московская обл., Россия, E-mail: [duginov@nu.jinr.ru](mailto:duginov@nu.jinr.ru)

<sup>2</sup>Петербургский институт ядерной физики, Гатчина,  
Ленинградская обл., Россия

<sup>3</sup>Horia Hulubei National Institute of Physics and Nuclear  
Engineering, Bucharest, Romania

<sup>4</sup>Center for Fundamental and Advanced Technical Research,  
Timisoara, Romania

<sup>5</sup>R&D Institute for Electrotechnics, Bucharest, Romania



Дугинов Виктор Николаевич, кандидат физико-математических наук, начальник сектора мюонной спектроскопии Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ, Дубна), автор более 100 научных публикаций, в том числе более 60 статей в отечественных и иностранных журналах. Область научных интересов - изучение магнитных явлений с помощью положительных мюонов. Эти работы неоднократно поддерживались грантами РФФИ и грантами Полномочных представителей стран-участниц ОИЯИ.

### Введение

В последние годы существенно возрос интерес к исследованию наноструктурированных материалов. Среди них особое место занимают материалы, в которых магнитные наночастицы распределены в немагнитной среде. Они широко используются в технике, перспективным является их применение в медицине. Научный интерес к таким материалам связан с изучением природы магнетизма в объектах, размеры которых не превышают размеров домена. Результаты исследований свойств магнитных наночастиц и систем можно найти, например, в обзорах [1-5].

Интенсивно изучаются магнитные системы, состоящие из наночастиц магнетита  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ , диспергированных в жидкие среды. При температурах ниже температуры Кюри каждая наночастица обладает магнитным моментом, близким к суммарному моменту ионов, имеющих в частице. При невысоких концентрациях наночастиц (< 5-7%) та-

кая система в магнитном поле ведет себя как парамагнетик (суперпарамагнетик).

Магнитная структура  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  хорошо изучена –  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  является ферромагнетиком при температурах ниже температуры Кюри  $T_C = 858 \text{ K}$ , и в результате изменения кристаллической структуры испытывает переход Вервея (переход металл-изолятор) при температуре  $T_V \approx 123 \text{ K}$ . Магнетит изучался [6] и методом вращения спина поляризованного положительного мюона, т.н.  $\mu\text{SR}$ -методом [7] ( $\mu\text{SR}$  –  $\mu\text{on Spin Rotation}$ ). Магнитные свойства феррожидкостей исследовались такими ядерно-физическими методами, как спектроскопии Мёссбауэра [4], методом малоуглового рассеяния нейтронов [8].

В работе [9] для изучения магнитных свойств феррожидкости впервые были использованы поляризованные положительные мюоны. Положительные мюоны, поляризованные вдоль направления своего импульса, получают на ускорителях средних энергий (в России – в Дубне и в Гатчине). Пространственное распределение позитронов от распада мюонов является асимметричным по отношению к направлению поляризации мюонов. В среде процесс деполяризации мюона зависит от взаимодействия его магнитного момента со средой, в том числе с локальными магнитными полями. Изменение поляризации мюона во времени может быть экспериментально исследовано путем наблюдения зависящей от времени пространственной асимметрии  $\mu^+ \rightarrow e^+$  распада.

В качестве носителя наночастиц, покрытых ПАВ, часто используется вода. Когда поляризованный положительный мюон останавливается в чистой воде, то, как правило, регистрируются два  $\mu\text{SR}$ -сигнала. Один из них возникает от мюония  $Mu$  – водородоподобного атома [10,11], состоящего из мюона и электрона ( $\mu^+ e^-$ ), магнитный момент которого прецессирует в магнитном поле с ларморовской частотой  $\Omega$ , определяемой суммарным магнитным моментом электрона и мюона. Другой сигнал относится к положительному мюону, находящемуся в диамагнитном состоянии. В случае воды мюон, скорее всего, находится в ее молекуле, где один атом водорода замещен мюонием:  $MuOH$ . В диамагнитном состоянии мюон ведет себя как свободная частица и его спин прецессирует в магнитном поле с частотой  $\omega$ , определяемой его магнитным моментом. Отношение частот прецессии  $\Omega/\omega$  составляет 103.

В "сильных" магнитных полях из-за высокой частоты прецессии мюониевая компонента не наблюдается. Результаты исследований мюониевой компоненты поляризации мюона в образце при "слабых" магнитных полях представлены в [12].

### Эксперимент

Эксперименты выполнялись на  $\mu$ SR-установке [13] в пучке продольно поляризованных положительных мюонов синхротронного источника ПИЯФ РАН (Гатчина)

Исследуемая феррожидкость ( $\text{Fe}_3\text{O}_4/2\text{DBS}/\text{D}_2\text{O}$ ) представляла собой взвесь нанодисперсного магнетита ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ) в тяжелой воде ( $\text{D}_2\text{O}$ ), стабилизированного додецилбензолсульфоновой кислотой (2DBS). Объемная концентрация магнитных частиц составляет 4.7%. Образцы размещались в криостате, температура стабилизировалась с точностью  $\pm 0.1$  К. Феррожидкость находилась в кювете из меди с суммарной толщиной стенок в направлении пучка мюонов 100 мкм. Кювета имела форму цилиндра диаметром 80 мм и высотой 10 мм. Ось цилиндра была параллельна оси пучка мюонов, а внешнее магнитное поле перпендикулярно оси цилиндра. Однородность магнитного поля в центральной области образца была не хуже  $10^{-4}$ . Время между остановкой мюонов в образце и появлением позитронов распада измерялось с помощью преобразователя "время-код" с шириной канала 5 нс. Скорость накопления полезных событий во временной гистограмме составляла около  $200 \text{ с}^{-1}$ , и в каждой гистограмме набиралось примерно  $2 \cdot 10^6$  событий.

Экспериментальные данные аппроксимировались с помощью функции

$$N(t) = N(0) \cdot \exp(-t/\tau_\mu) \cdot [1 + b \cdot (P_0/3) \cdot \exp(-\lambda \cdot t) \cdot \cos(\omega \cdot t + \varphi)] + B, \quad (1)$$

где  $N(0)$  - нормирующий множитель,  $\tau_\mu$  - время жизни положительного мюона (2.197 мкс),  $P_0$ ,  $\lambda$ ,  $\omega$  и  $\varphi$  представляют начальное значение поляризации, скорость релаксации, частоту и фазу прецессии спина мюона, соответственно,  $B$  - фон,  $b$  - постоянная, зависящая от параметров установки, на которой проводятся измерения ( $b$  близко к единице).

Амплитуда прецессии спина мюона в исследуемых образцах сравнивалась с амплитудой прецессии в медном образце, для которого коэффициент асимметрии позитронов от распада мюонов составлял  $a = b \cdot (P_0/3) = 0.302 \pm 0.002$ .

### Результаты и обсуждение

Значения параметров  $P_0$ ,  $\lambda$ ,  $\omega$  и  $\varphi$ , характеризующие поведение поляризации спина мюона в среде, находились приближением функции (1) к экспериментальным данным методом наименьших квадратов.

На рис.1 представлены температурные зависимости  $P_0/P_0(\text{Cu})$  (отношения начальной поляризации к поляризации в эталонном об-

разце  $Cu$ ) и  $\lambda$  для мюонной (диамагнитной) фракции в образце  $Fe_3O_4/2DBS/D_2O$ , измеренные в магнитном поле 280 Гс. Для сравнения там же приведены аналогичные данные для образца  $D_2O$ .

Наши данные по  $P_o/P_o(Cu)$  и скорости релаксации спина мюонов для тяжелой воды не противоречат результатам более подробных измерений [14], где наблюдался рост вклада мюонной фракции с увеличением температуры в интервале 100 – 150 К и при переходе лед-жидкость. Вклад мюонной фракции поляризации для образца  $Fe_3O_4/2DBS/D_2O$  (рис.1,а, темные кружки) примерно на 30% меньше чем для  $D_2O$ . Это обусловлено тем, что мюоны, попавшие в магнитные наночастицы, прецессируют с более высокой частотой, чем мюоны оказавшиеся вне наночастиц.

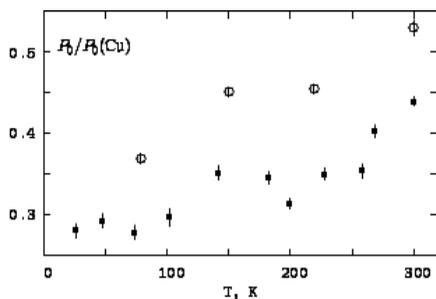


Рис.1. Зависимость доли асимметрии мюонной компоненты от температуры в образцах  $D_2O$  (открытые кружки) и  $Fe_3O_4/2DBS/D_2O$  (темные кружки)

Соответственно, наблюдаемая диамагнитная фракция поляризации относится к мюонам, остановившимся вне наночастицы. Доля мюонов, остановившихся в наночастицах, может составлять до 25%, поскольку средняя плотность  $Fe_3O_4$  по направлению импульса пучка мюонов составляет  $\sim 0.25$  г/см<sup>2</sup> при общей толщине образца  $\sim 1.2$  г/см<sup>2</sup>.

Температурная зависимость величины мюонной фракции для образца  $Fe_3O_4/2DBS/D_2O$  (рис.1, а, темные кружки) аналогична рассмотренной выше температурной зависимости асимметрии для  $D_2O$ . Недалеко от точки фазового перехода вода-лед в работе [9] для этой же феррожидкости в отсутствие магнитного поля была обнаружена достаточно сложная температурная зависимость, как для асимметрии, так и для скорости релаксации спина мюона.

В отсутствие внешнего магнитного поля магнитные моменты наночастиц ориентированы в пространстве произвольно и подвержены флуктуациям. Приложение внешнего магнитного поля к образцу, как и в случае обычных парамагнетиков, приводит к незначительной поляризации магнитных моментов наночастиц. Вследствие этого магнитное поле в среде отличается от внешнего, и соответственно должен

иметь место парамагнитный (суперпарамагнитный) сдвиг частоты прецессии спина мюона.

Были проведены измерения сдвига частоты мюонной прецессии в  $D_2O$  и феррожидкости относительно частоты прецессии в  $Cu$ . Образцы охлаждались в магнитном поле. В обоих образцах сдвиг частоты практически не зависит от температуры. В образце  $Fe_3O_4/2DBS/D_2O$  сдвиг частоты противоположного знака и приблизительно в 6 раз больше, чем в тяжелой воде, что и следовало ожидать в суперпарамагнетике.

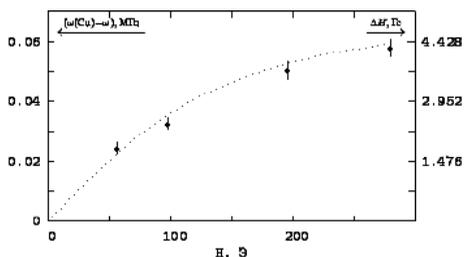


Рис.2. Зависимость сдвига частоты прецессии спина мюона от величины внешнего магнитного поля при  $T=200$  К

Зависимость сдвига частоты мюонной прецессии от внешнего магнитного поля в  $Fe_3O_4/2DBS/D_2O$  представлена на рис. 2. На рисунке левая шкала соответствует сдвигу частоты в единицах МГц, а правая - величине среднего магнитного поля в среде, созданного магнитными моментами наночастиц. Сдвиг частоты прецессии спина мюона  $\Delta\omega$  пропорционален среднему магнитному полю  $\Delta B$ , созданному магнитными моментами наночастиц, а оно пропорционально намагниченности образца  $M$ :  $\Delta\omega = \gamma \Delta B \sim M$  ( $\gamma$ - гиромагнитное отношение для мюона равно  $13.5544$  кГц/Гс). Экспериментально установлено, что при малых концентрациях (менее 6-7%) наночастиц, намагниченность образца хорошо описывается функцией Ланжевена (см., например, [1]):  $M = nm(\text{cth } \chi - 1/\chi)$ , где  $n$ -число наночастиц в единице объема;  $m$ - магнитный момент наночастицы;  $\chi = \mu_0 \cdot m \cdot H / (kT)$ ,  $\mu_0$  - магнитная постоянная,  $H$  - напряженность магнитного поля;  $k$  - постоянная Больцмана;  $T$ - температура.

Экспериментальные данные по сдвигу частоты были аппроксимированы функцией Ланжевена, и было найдено, что  $\chi = 2.13 \cdot 10^{-4} H$ . Используя полученное значение  $\chi$  и соотношение  $\chi = \mu_0 \cdot m \cdot H / (kT)$  трудно найти среднюю величину магнитного момента наночастиц:

$$m = (\chi / H)(kT / \mu_0) = 4.68 \cdot 10^{-19} \text{ Дж/Тл} \approx 5 \cdot 10^4 \mu_B.$$

Поскольку магнитный момент молекулы  $Fe_3O_4$  равен  $4.1 \mu_B$ , из полученного значение  $m$  следует, что наночастица содержит  $\sim 1.2 \cdot 10^4$  молекул  $Fe_3O_4$ , и соответственно, диаметр наночастицы составляет

12 нм. Это находится в хорошем согласии со средним размером наночастицы 11.2 нм, определенным из аппроксимации кривых намагниченности функцией Ланжевена для данного образца [15].

### Заключение

В широком диапазоне температур и магнитных полей исследована релаксация и сдвиг частоты прецессии спина положительного мюона в среде  $D_2O$ , где магнитные наночастицы  $Fe_3O_4$  распределены случайным образом.

Впервые экспериментально определена величина среднего магнитного поля, создаваемого магнитными моментами наночастиц, случайно распределенных в среде. Показано, что зависимость среднего поля от величины внешнего магнитного поля не противоречит закону Ланжевена. Оценен средний размер и магнитный момент наночастиц.

### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Берковски Б.М., Медведев В.Ф., Краков М.С. Магнитные жидкости – М.: Химия, 1989.
2. Розенцвейг Р. Феррогидродинамика. – М.: Мир, 1989. – 356 с.
3. Губин С.П., Кокшаров Ю.А., Хомутов Г.Б., Юрков Г.Ю. // Успехи химии. – 2005. – Т.74. – №6. – С.539.
4. Vestal Ch. H., Z.John Zhang // Int.J.of Nanotechnology, V.1, p.240 (2004).
5. Odenbach S., J.Phys: Cond.Matt., {bf 16}, R1135 (2004).
6. Bimbi M., Allodi G., De Renzi R. et. al. // Physica B, V.374, p.51 (2006).
7. Schenck A., Muon Spin Rotation Spectroscopy //Adam Hilger, Ltd, Bristol, England, (1985)
8. Авдеев М.В., Аксенов В.Л. Материалы Всероссийской научной конференции «Физико-химические и прикладные проблемы магнитных дисперсных наносистем». – Ставрополь: Изд-во СГУ, 2006. – С.96.
9. Балашою М., Бика Д., Векас Л. и др. // Сообщения ОИЯИ P14-2007-21, Дубна (2007).
10. Мясищева Г.Г., Обухов Ю.В., Роганов В.С., Фирсов В.Г. // ЖЭТФ, Т. 53, вып. 2(8), с.451 (1967).
11. Percival P.W., Fischer H., Camany M. et. al. // Chem. Phys. Lett., V.39, N2, p.333 (1976).
12. Балашою М., Д. Бика, Л. Векас и др. // Препринт ПИЯФ N 2475, Гатчина (2007).
13. Барсов С.Г., Воробьев С.И., Коптев В.П. и др., // ПТЭ, Т.50, №4, с.36 (2007).
14. Percival P.W., Roduner E., Fischer H. // Chem. Phys. V. 32, p.353 (1978).
15. Bica D., Vekas L., Avdeev M.V. et al., // J. Magn. Magnetic Mat. V.311, p.1721 (2007).

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ РЕЛАКСАЦИИ ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА В МАГНИТНЫХ КОЛЛОИДАХ ПО ИЗМЕРЕНИЮ ЭФФЕКТА ДВОЙНОГО ЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ

**Ерин К.В.**

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

**Диканский Ю.И.**

Ставропольский государственный университет  
355009, г. Ставрополь, ул. Пушкина 1; E-mail: [dikansky@mail.ru](mailto:dikansky@mail.ru)

Процессы зарядообразования, электропроводимости и электроконвекции в жидких диэлектриках представляют значительный теоретический и экспериментальный интерес [1]. Понимание физических механизмов этих процессов особенно важно для исследования магнитных жидкостей (магнитных коллоидных наносистем на основе жидких диэлектриков). Это связано с тем, что при воздействии на магнитную жидкость электрического поля в последней наблюдаются такие эффекты как: образование и трансформация в поле различных упорядоченных структур из агрегатов частиц [2], сложный характер деформации микрокапельных агрегатов в электрическом поле [3], изменение цвета при отражении света от границы раздела электрод – магнитная жидкость [4], возбуждение в приповерхностном слое колебаний сложного вида [5], нарушение однородности в распределении электрического поля в плоском конденсаторе, заполненном магнитной жидкостью [6] и т.д. Трудности в теоретической интерпретации этих эффектов связаны с недостатком информации о природе проводимости и зарядообразования в приэлектродном слое и объеме магнитной жидкости и изменением электрофизических свойств последней под действием поля. Классические методы исследования электрофизических свойств дисперсных систем, такие как измерение электропроводности и диэлектрическая спектроскопия дают информацию лишь об объемных свойствах среды, заполняющей электрохимическую ячейку. Для установления природы процессов, происходящих в приэлектродных слоях необходимо делать не всегда достаточно обоснованные предположения о структуре и свойствах слоев. Применение оптических методов для изучения свойств приэлектродных слоев в магнитных жидкостях имеет широкие перспективы благодаря очень высокой чувствительности этих методов и возможности исследовать образцы предельно низких концентраций. В настоящей работе мы представля-

ем результаты исследования кинетики образования приэлектродных зараженных слоев методом двойного лучепреломления (ДЛП).

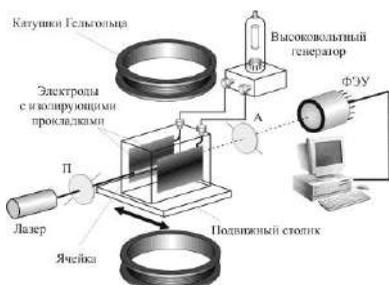


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

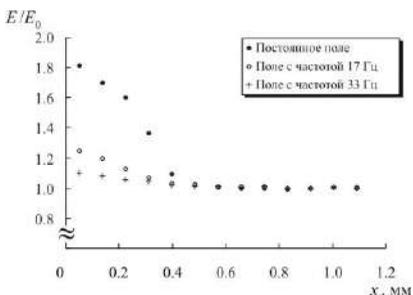


Рис. 2. Зависимость напряженности поля от расстояния до поверхности электрода (образец №1)

Для исследований ДЛП использовалась стандартная установка для исследования в переменном и импульсном электрическом поле (рис. 1), близкая по характеристикам к описанной в [7]. Источником света был гелий-неоновый лазер ГН-2П, луч которого пропускался через электрооптическую ячейку, помещенную между двумя скрещенными поляроидами. В ячейке на расстоянии 3,5 мм располагались плоские алюминиевые электроды. На электроды ячейки подавались импульсное, либо переменное высокое напряжение. Регистрация сигнала ДЛП производилась при помощи фотоумножителя и аналого-цифрового преобразователя, встроенного в ЭВМ. Для обработки сигналов использовалась специально написанная программа, позволявшая выполнять многократные измерения с последующим усреднением результатов. Для исследований были приготовлены три образца магнитных коллоидов с различными проводимостями. Образец №1 – коллоидный раствор магнетитовых наночастиц в керосине с объемной концентрацией твердой фазы 0,07%, образец №2 – магнетит в трансформаторном масле с концентрацией 0,07% и образец №3 – магнетит в трансформаторном масле с концентрацией твердой фазы 0,007%.

Электрические характеристики ячейки, заполненной различными образцами, приведены в табл. 1.

Табл. 1

Параметр	Образец №1	Образец №2	Образец №3
$\rho, \text{ Ом}\cdot\text{м}$	$4.1 \cdot 10^7$	$1.4 \cdot 10^8$	$7.1 \cdot 10^8$
$\mathcal{E} (V = 100 \text{ Гц})$	3.2	2.8	2.8

Магнитные жидкости являются уникальной коллоидной системой, в которой наблюдается эффект компенсации оптической анизотропии при совместном действии скрещенных электрического и магнитного полей [8]. Зависимость величин электрического и магнитного полей, соответствующих минимальному ДПП жидкости, является с высокой степенью точности линейной, что позволяет оценивать величину электрического поля в магнитном коллоиде, по данным измерений компенсирующего магнитного поля. В работе [6] эффект компенсации был успешно применен для исследования распределения напряженности постоянного электрического поля в плоском конденсаторе с магнитной жидкостью. Согласно этой работе, распределение напряженности поля в плоском конденсаторе с магнитной жидкостью не является однородным: на расстоянии 0,3–0,5 мм от электрода напряженность поля существенно (на 40–80%) превышает напряженность поля в центре ячейки. Если использовать в подобном эксперименте не постоянное, а сравнительно медленно меняющееся электрическое поле, то можно оценить и время релаксации объемного заряда вблизи электрода, с наличием которого связывают локальное усиление поля в приэлектродной области. На рис. 2 показана зависимость напряженности поля на различных расстояниях от электрода нормированная на напряженность поля в центре кюветы для постоянного электрического поля и полей с частотами 17 Гц и 33 Гц. При частоте поля более 33 Гц искажение в распределении поля незначительно, т.е. в образце №1 время образования свободного заряда вблизи электрода составляет около 0,02–0,03 с, что несколько превышает расчетное время максвелл-вагнеровской поляризации (1 мс).

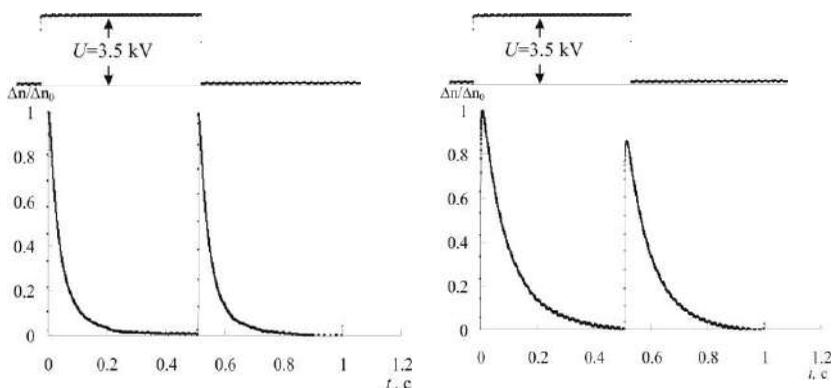


Рис. 3. Форма сигнала ДПП в ячейке с изолированными электродами для образца № 1 (слева) и образца № 2 (справа). Вверху показан импульс напряжения на электродах ячейки

При подаче электрического напряжения через магнитный коллоид протекает электрический ток, обусловленный наличием в растворе свободных носителей заряда – ионов примесей, а также вероятно зараженных коллоидных частиц магнетита. На поверхности электродов протекают сложные процессы рекомбинации ионов и их инжекции в раствор, что позволяет поддерживать величину тока через раствор постоянной достаточно продолжительное время. Область объемного заряда, возникающая вблизи электрода, лишь искажает внешнее поле не компенсируя его полностью так, как это происходит в проводниках. Если поверхность электродов покрыть тонким слоем изолятора, то можно исключить возможность сквозной проводимости через ячейку и добиться ситуации, когда электрическое поле приэлектродного заряда полностью экранирует внешнее поле. Компенсация внешнего поля полем приэлектродного заряда возможна только после образования последнего. Подавая на электроды ячейки импульсы высокого напряжения с крутыми фронтами и регистрируя оптический сигнал, зависящий от напряженности поля в центре ячейки можно определить характерные времена образования объемного заряда в приэлектродной области независимым методом.

Для реализации подобного эксперимента мы создали на поверхности электродов изолирующие слои путем наклеивания тонкой полипропиленовой пленки толщиной 40 мкм. Форма сигнала ДЛП в импульсном поле в ячейке с изолированными электродами резко отличается от таковой в ячейке с неизолированными электродами. На рис. 3 показаны формы сигналов ДЛП в образцах № 1 и № 2 в ячейке с изолированными электродами при воздействии импульса электрического поля длительностью в 0,5 сек. Характерные кривые сигнала ДЛП в ячейке с изолированными электродами наблюдались во всех образцах и отличались лишь временами спада сигнала от максимального значения. Максимумы наблюдаются дважды после включения и выключения поля. Объяснить подобную форму сигнала можно следующим образом: сразу после включения поля приэлектродный объемный заряд еще не успел образоваться и электрическое поле в образце близко к внешнему, сигнал при этом нарастает со временем, определяемым вращательной броуновской диффузией коллоидных частиц; по мере накопления объемного заряда напряженность поля в центре ячейки и соответственно сигнал ДЛП уменьшается; после окончания действия импульса напряжения электрическое поле в ячейке теперь создается неравномерно распределенным объемным зарядом плотность которого убывает со временем, т.е. поле снова скачком возрастает и снова уменьшается по близкому к экспоненте закону. Оценить

время релаксации электрического поля в ячейке с изолированными электродами можно с использованием теории поляризации гетерогенных систем Э.М. Трухана [9]. В приближении максвелл-вагнеровской поляризации в системе, состоящей из трех чередующихся слоев с толщинами  $d_1, d_2, d_1$ , диэлектрическими проницаемостями  $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_1$  и удельным сопротивлением  $\infty, \rho, \infty$ , расчетная формула для вычисления времени релаксации электрического поля выглядит следующим образом [9]:

$$\tau = \varepsilon_0 \varepsilon_2 \rho \left( \frac{2\varepsilon_2 d_1 + \varepsilon_1 d_2}{2\varepsilon_2 d_1} \right). \quad (1)$$

Экспериментальные и расчетные значения времени релаксации электрического поля в ячейке с изолированными электродами представлены в табл. 2.

Таблица 2

Время релаксации	Образец №1	Образец №2	Образец №3
$\tau_{\text{эксп}}, \text{с}$	0.08	0.19	0.74
$\tau_{\text{расч}}, \text{с}$	0.04	0.11	0.53

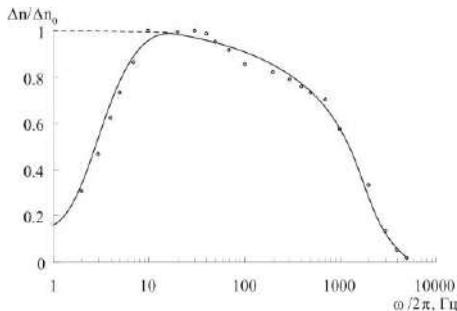


Рис. 4. Зависимость ДЛП от частоты поля в ячейке с изолированными электродами (образец №1)

При подаче на ячейку с изолированными электродами переменного электрического поля характер поведения амплитуды ДЛП показан на рис. 4. В диапазоне частот 0–20 Гц величина ДЛП возрастает от близкого к нулю значения до максимального и при более высоких частотах ведет себя так же, как и в ячейке, электроды которой не изолированы (на рисунке штриховой линией показано низкочастотное поведение ДЛП в ячейке с неизолированными электродами). Таким образом исследования ДЛП в переменных и импульсных полях в ячейке

с изолированными электродами дают значения очень близкие значения времени релаксации приэлектродного объемного заряда, составляющие по порядку величины 0,05–0,08 с. Подобные значения времени релаксации достаточно хорошо коррелируют с данными эффекта компенсации в электрическом и магнитном полях.

Работа поддержана Федеральным агентством по образованию в рамках ведомственной аналитической научно-технической программы «Развитие научного потенциала высшей школы».

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Жакин А.И. // Успехи физ. наук. – 2006. – Т.176. – № 3. – С. 289.
2. Dikansky Yu.I., Nechaeva O.A. // Magnetohydrodynamics. – 2002. – V. 38. – № 3. – P. 287.
3. Диканский Ю.И., Нечаева О.А., Закинян А.Р. // Колл. журн. – 2006. – Т. 68. – № 2. – С. 161.
4. Чеканов В.В. // Тез. докл. V Всесоюзн. конф. по магнитным жидкостям. – М.: МГУ, 1988. – С. 126.
5. Chekanov V.V., Pjuch P.M., Kandaurova N.V., Bondarenko E.A. // J. Magn. Magn. Matter. – 2005. – V. 289. – P. 155.
6. Падалка В.В., Ерин К.В. // Материалы Междунар. конф. «Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей». – С.-Петербург. – 2003.
7. Ерин К.В. // Журн. техн. физики. – 2008. – Т.78, вып. 4. – С. 133.
8. Кожевников В.М., Падалка В.В., Райхер Ю.Л., Скибин Ю.Н., Чеканов В.В. // Известия АН СССР Сер. физ. – 1987. – Т. 51. – № 6. – С. 1042.
9. Трухан Э.М. // Физика твердого тела. – 1962. – Т.4. – № 12. – С. 3496.

## ОСОБЕННОСТИ НАМАГНИЧИВАНИЯ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ НА ОСНОВАХ ПОВЫШЕННОЙ ВЯЗКОСТИ

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

<sup>1</sup>Ставропольский государственный университет

355009, г.Ставрополь, ул. Пушкина, 1 а. Тел.: (8652) 35-33-48.

E-mail: kunikin\_s\_a@mail.ru

<sup>2</sup>ООО «НПВП «Феррогидродинамика»

54030, Украина, Николаев, ул. Б. Морская, 45/5, а/я 79.

E-mail: radionov@fhd.nikolaev.ua

Исследованию магнитных свойств магнитных жидкостей уделено достаточно большое внимание [1, 2]. При этом подавляющее большинство работ в этой области посвящено изучению «классических» магнитных жидкостей типа магнетит в керосине, стабилизированных олеиновой кислотой. Однако на практике получили распространение ферроколлоиды на других, как правило, более вязких основах. Нередко, при использовании в реальных устройствах, они подвергаются сдвиговым напряжениям и вовлекаются во вращение. В связи с этим, представилось интересным изучить особенности намагничивания подобных сред, находящихся как в неподвижном состоянии, так и вращающихся в постоянном магнитном поле.

### Методика и техника экспериментальных исследований

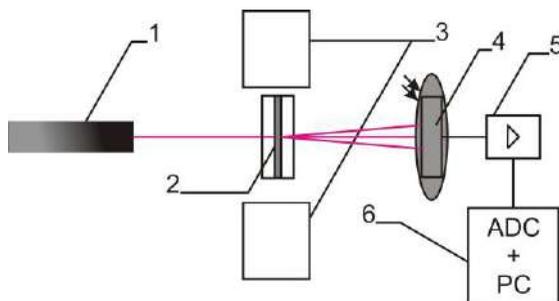


Рис. 1. Установка для изучения малоуглового рассеяния света

В качестве исследуемого образца использовалась магнитная жидкость на кремнийорганической основе ПЭС-3. Измерение намагниченности осуществлялось с помощью вибрационного магнетометра фонеровского типа. Частота вибрации сферической кюветы с образ-

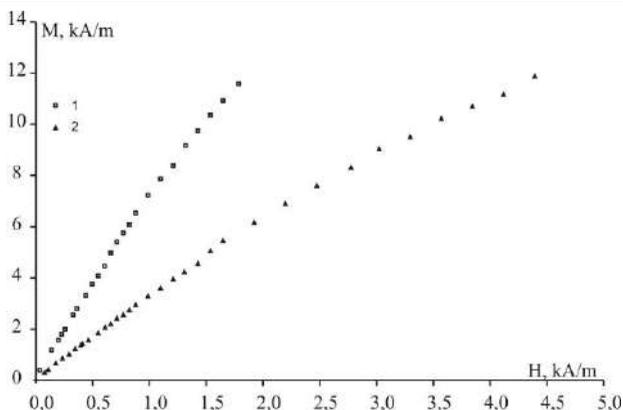


Рис. 2. Начальные участки кривых намагничивания

цом составляла 32,15 Гц, напряженность магнитного поля варьировалась от 0 до 900 кА/м. После получения кривой намагничивания производился ее перерасчет с учетом известного размагничивающего фактора для используемой кюветы. Для более детального исследования начального участка кривой намагничивания использовался баллистический метод [3]. Комплексная магнитная восприимчивость исследовалась мостовым методом в диапазоне частот 20 – 10000 Гц с помощью прецизионного измерителя иммитанса LCR-817 с погрешностью 0,05 – 0,1 % для индуктивности и 0,3 % для добротности. Эффективные величины действительной и мнимой частей комплексной магнитной восприимчивости определялись по изменению индуктивности и добротности измерительного соленоида [4] при внесении в него образца. С помощью этого же метода исследовалась магнитная восприимчивость вращающейся в постоянном поле магнитной жидкости. Используемая в этом случае измерительная ячейка состояла из соленоида (длина 25 см, диаметр 1 см), с цилиндрическим контейнером для образца (внутренний диаметр 3 мм), который вводился соосно в соленоид и мог вращаться относительно оси, расположенной вдоль соленоида. Для исключения влияния изменения температуры осуществлялось термостатирование измерительной обмотки соленоида водой при температуре 293 К. Однородное магнитное поле создавалось с помощью пятисекционной кубической катушки [5] и было направлено перпендикулярно оси вращения контейнера.

С целью исследования структурных изменений магнитной жидкости при воздействии магнитного поля проводились измерения малоуглового рассеяния света с помощью установки, схема которой

представлена на рис. 1. Луч гелий-неонового лазера 1 попадает на ячейку 2 с исследуемой средой, помещенную в поле электромагнита 3, направленное перпендикулярно направлению распространения света. Рассеянный системой свет регистрируется с помощью фотоприемника 4, сигнал с которого подается на прецизионный малошумящий усилитель 5, а далее на вход АЦП 6, для последующей обработки с помощью ЭВМ.

### Экспериментальные результаты и их обсуждение

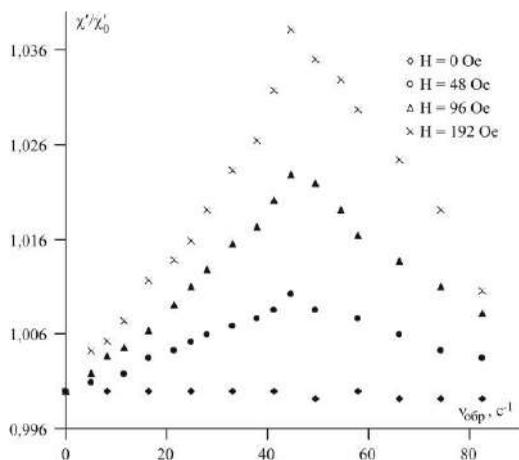


Рис. 3. Зависимость действительной части комплексной магнитной восприимчивости вращающейся жидкости, при некоторых значениях постоянного подмагничивающего поля

Измерения показали, что исследуемая жидкость имеет намагниченность насыщения  $M_{\infty} = 26,9 \text{ кА/м}$  и аномально большое для данной концентрации дисперсной фазы значение магнитной восприимчивости в слабых полях ( $\chi = 6,36$ ). Иллюстрацией этого могут быть представленные для сравнения на рис. 2 начальные участки кривых намагничивания исследуемого образца (кривая 1) и магнитной жидкости на основе керосина с таким же объемным содержанием магнетита (кривая 2). Как можно заметить из рисунка тангенсы угла наклона начальных участков сравниваемых образцов имеют существенное различие (отличаются в 2 раза). Как следствие этого, магнитогранулометрия, проведенная по результатам исследований в сильных и слабых

полях дала существенно отличающиеся размеры частиц для этих случаев (6,9 нм и 20,6 нм соответственно).

При исследовании магнитных свойств вращающейся магнитной жидкости было обнаружено, что действительная часть магнитной восприимчивости магнитной жидкости на основе ПЭС, вращающейся в однородном магнитном поле, направленном перпендикулярно измерительному претерпевает максимум при частоте вращения, близкой к частоте измерительного переменного поля (рис. 3). При этом подобного максимума для выбранной для сравнения магнитной жидкости на основе керосина с таким же объемным содержанием магнетита не наблюдалось. Было предположено, что обнаруженный резонансный эффект связан с особенностями механизма релаксации магнитного момента дисперсных частиц, для выяснения которых

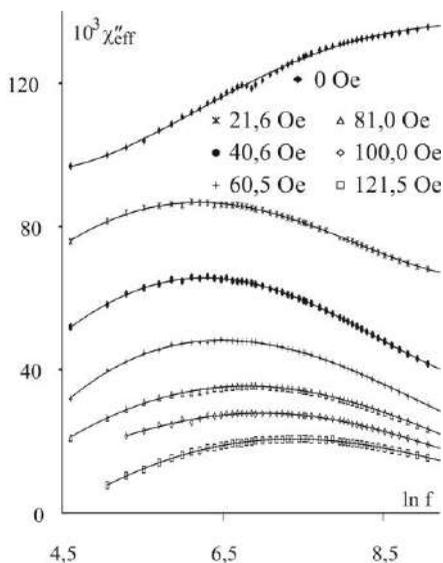


Рис. 4. Частотная зависимость мнимой части эффективной комплексной магнитной восприимчивости в различных подмагничивающих полях

были проведены частотные исследования магнитной восприимчивости образцов. Установлено, что частотная зависимость мнимой части комплексной магнитной восприимчивости образца при воздействии внешнего постоянного магнитного поля, направленного параллельно измерительному, претерпевает максимум при некотором значении напряженности внешнего поля. Положение максимума зависит от величины магнитного поля и при увеличении последнего, смещается в область более высоких частот (рис. 4).

Отметим, что для используемого для сравнения образца магнитной жидкости на основе керосина подобных максимумов обнаружено не было. Для объяснения полученных результатов выдвинуто предположение о возможности возникновения в образцах на основе ПЭС структурных ассоциатов, которые при воздействии поля однородно намагничиваются и в дальнейшем, при изменении направления поля, изменяют направление своего

момента за счет поворота кластера как целого. Благодаря такому механизму релаксации магнитного момента ассоциата наиболее существенное поглощение электромагнитной энергии должно наблюдаться в низкочастотном диапазоне переменного поля, т.е. при частотах, соответствующих наблюдаемому в эксперименте максимуму мнимой части магнитной восприимчивости. Отсутствие подобных максимумов для жидкости на основе керосина может свидетельствовать о том, что для подавляющего большинства ее дисперсных частиц выполняется неелевский механизм релаксации, характерное время релаксации которого на несколько порядков ниже времени броуновского механизма и не могло быть определено по результатам проведенных исследований из-за недостаточно большого диапазона исследованных частот. При воздействии постоянного магнитного поля на магнитную жидкость, содержащую ассоциаты, последние ориентируются вдоль поля, объединяясь в цепочечные структуры. Вращение жидкости должно приводить к повороту

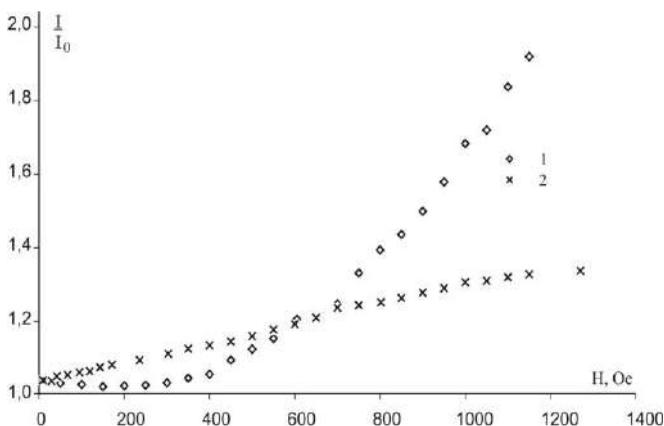


Рис. 5. Зависимость малоуглового рассеяния света, от напряженности внешнего магнитного поля

цепей (или ассоциатов анизотропной формы) на некоторый угол относительно направления поля. В случае достижения этого угла некоторого критического значения ( $45^\circ$  в случае магнитного момента наведенного полем и  $90^\circ$  при наличии у частицы собственного магнитного момента), момент сил, действующий на частицу со стороны поля, начинает уменьшаться и происходит «прокидывание частицы», в результате чего ее положение равновесия становится неустойчивым. Ориентация частицы переменным измерительным полем в этот момент существенно облегчается, что и приводит к увеличению действи-

тельной части магнитной восприимчивости. Подтверждением обусловленности наблюдаемых эффектов наличием в исследуемом образце структурных ассоциатов могут служить результаты исследования анизотропного рассеяния света при воздействии на его тонкий слой магнитного поля. На рис. 5 приведена зависимость относительной величины интенсивности малоуглового светорассеяния от напряженности магнитного поля для образца на основе ПЭС (кривая 1). Для сравнения на этом же рисунке приведена аналогичная зависимость для структурно устойчивого образца на основе керосина (кривая 2). Как видно из рисунка характер представленных зависимостей различен; для образца на основе керосина зависимость имеет пороговый характер, для образца на основе ПЭС интенсивность рассеянного света монотонно возрастает с увеличением поля. По-видимому, в магнитной жидкости на основе керосина образование агрегатов начинается при достижении магнитного поля некоторой критической величины, в образце же на основе ПЭС структурная анизотропия формируется из уже имеющихся агрегатов.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Блум Э.Я., Майоров М.М., Цеберс А.О. Магнитные жидкости. – Рига: Зинатне, 1986. – 386 с.
2. Фертман Е.Е. Магнитные жидкости. – Минск: Высшейш. шк., 1988. – 184 с.
3. Чечерников В.И. Магнитные измерения. – М.: Изд-во МГУ, 1969. – 388 с.
4. Майоров М.М. Экспериментальное исследование магнитной проницаемости феррожидкости в переменном магнитном поле // Магнитная гидродинамика. – 1979. – № 2. – С. 21–26.
5. Кифер И.И. Испытание ферромагнитных материалов. – М.-Л.: Госэнергоиздат, 1962. – 544 с.

## ДИНАМИКА МАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ В ПОТОКЕ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

**Коновалова Н.И., Мартынов С.И.**

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. В настоящее время - профессор кафедры прикладной математики и информатики в геологии и нефтегазовом деле института нефти и газа Югорского государственного университета. Научно-исследовательская работа в области дисперсных сред поддерживалась грантами РФФИ и Норвежского Совета по научным исследованиям (Norwegian Research Council).



Коновалова Наталья Ивановна, окончила математический факультет Мордовского ГУ в 2004 г. Преподаватель кафедры математики и теоретической механики Мордовского ГУ.

Процессы образования структур в жидкости (вихревые структуры, структурирование частиц в потоке) в последние годы представляют все больший интерес. Это связано как с теоретическими вопросами моделирования, так и с различными приложениями.

Изучение агрегации частиц в магнитной жидкости в историческом плане является одним из первых такого рода. Однако, несмотря на такую давнюю историю, проблема агрегирования частиц в магнитной жидкости по-прежнему является малоизученным явлением. Это связано как со сложностью самого явления, так и со сложностью строения самой магнитной жидкости. По крайней мере, имеется два фактора, существенно влияющие на этот процесс: магнитное и гидродинамическое взаимодействия частиц. В работе [1] предложен метод аналитического решения задачи о гидродинамическом взаимодействии частиц в вязкой жидкости. Метод основан на представлении решения уравнений Лапласа и Пуассона в виде рядов по мультиполям с тензорными коэффициентами. Задача решалась в квазистационарном приближении при малых числах Рейнольдса. Уравнения движения жидкости при этом существенно упрощаются и становятся линейными (уравнения Стокса). Это означает, что движение происходит настолько медленно, что нестационарными членами уравнений можно прене-

бречь по сравнению с членами, учитывающими вязкость жидкости. Однако в магнитных жидкостях в быстропеременных магнитных полях возможно и быстрое изменение течения жидкости. Поэтому при определенных условиях нестационарные слагаемые в уравнениях движения жидкости становятся сравнимыми по порядку величины с вязкими членами. Для изучения агрегации частиц в переменном магнитном поле этот случай имеет непосредственное отношение.

**1. Постановка задачи.** Пусть две сферические частицы  $A$  и  $B$  одинакового радиуса  $a$  находятся в жидкости с вязкостью  $\eta$  постоянной магнитной проницаемостью  $\mu_1$ . Считается, что частицы обладают постоянными магнитными моментами  $\vec{m}_A$  и  $\vec{m}_B$ . Положение произвольной точки среды относительно центров частиц  $A$  и  $B$  будем обозначать векторами  $\vec{X}_A$  и  $\vec{X}_B$  соответственно. Для введенных векторов имеем соотношение  $\vec{X}_B = \vec{X}_A - \vec{r}$ , где  $\vec{r}$  соединяет центры сфер  $A$  и  $B$ .

Энергия взаимодействия частиц, обладающих такими моментами известна и из нее определяются силы и моменты, действующие на частицы. Сила, действующая на каждую частицу, равна [2]

$$\vec{F}_A = -\vec{F}_B = \frac{3}{r^5} [(\vec{m}_A \vec{r}) \vec{m}_B + (\vec{m}_B \vec{r}) \vec{m}_A + (\vec{m}_A \vec{m}_B) \vec{r}] - \frac{15}{r^7} (\vec{m}_A \vec{r}) (\vec{m}_B \vec{r}) \vec{r} \quad (1.1.1)$$

Аналогично, моменты равны

$$\vec{N}_A = \frac{3}{r^5} (\vec{m}_B \vec{r}) (\vec{m}_A \times \vec{r}) + \frac{1}{r^3} (\vec{m}_B \times \vec{m}_A)$$

$$\vec{N}_B = \frac{3}{r^5} (\vec{m}_A \vec{r}) (\vec{m}_B \times \vec{r}) + \frac{1}{r^3} (\vec{m}_A \times \vec{m}_B)$$

На систему действует внешнее однородное, переменное магнитное поле  $\vec{H} : \vec{H}(t) = \vec{H}_0 \exp(-i\omega t)$ . Здесь  $i$  - мнимая единица,  $i^2 = -1$ . Считается, что это среднее поле и рассматриваемые две частицы не искажают его. Распределение скорости  $\vec{V}$  и давления  $p$  в жидкости описывается уравнениями (рассматривается случай малых чисел Рейнольдса, когда конвективным слагаемым в уравнении Навье - Стокса можно пренебречь, а нестационарный член в уравнении остается)

$$\rho \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = -\nabla p + \eta \Delta \vec{V}, \quad \text{div} \vec{V} = 0 \quad (1)$$

Скорость жидкости  $\vec{V}$  представим в виде  $\vec{V} = \vec{U} + \vec{u}$ , где  $\vec{u}$  – возмущение скорости.

На поверхности частиц  $A$  и  $B$  должны выполняться следующие граничные условия ( $j=1,2,3$ ):

$$\begin{aligned} u_j &= V_j^A - U_j + \Gamma_{jk}^A x_j^A, & |\vec{x}^A| &= a, \\ u_j &= V_j^B - U_j + \Gamma_{jk}^B x_j^B, & |\vec{x}^B| &= a, \end{aligned} \quad (2)$$

Далеко от частиц имеет место затухание возмущений

$$\vec{u} \rightarrow 0, \quad p \rightarrow p_0, \quad |\vec{x}| \rightarrow \infty \quad (3)$$

Здесь векторами  $\vec{V}^A$ ,  $\vec{V}^B$  обозначены абсолютные линейные скорости сфер  $A$  и  $B$ , приобретаемые ими в результате взаимодействия с потоком и между собой,  $\Gamma_{jk}^A$ ,  $\Gamma_{jk}^B$  -- тензоры угловых скоростей сфер,  $p_0$  -- невозмущенное давление в жидкости, удовлетворяющее соотношению

$$\rho \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} = -\nabla p_0$$

Линейные и угловые скорости сфер есть неизвестные функции, зависящие от векторов  $\vec{U}$ ,  $\vec{r}$  и параметров  $a/r$ ,  $\eta/\rho\omega$ . Для их определения необходимо составить уравнения движения частиц

$$\begin{aligned} g_A \frac{d\vec{V}_A}{dt} &= \vec{F}_A + \vec{F}_A^h, & g_B \frac{d\vec{V}_B}{dt} &= \vec{F}_B + \vec{F}_B^h, \\ I_A \frac{d\vec{\Omega}_A}{dt} &= \vec{N}_A + \vec{M}_A, & I_B \frac{d\vec{\Omega}_B}{dt} &= \vec{N}_B + \vec{M}_B \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь  $\vec{F}_A^h$ ,  $\vec{F}_B^h$  - силы,  $\vec{M}_A$ ,  $\vec{M}_B$  - моменты сил, действующие на частицы со стороны жидкости,  $g_A$ ,  $g_B$  - массы,  $I_A$ ,  $I_B$  - моменты инерции,  $\vec{\Omega}_A$ ,  $\vec{\Omega}_B$  - угловые скорости частиц  $A$  и  $B$ , соответственно. Причем связь между угловой скоростью частицы  $\vec{\Omega}$  и тензором  $\Gamma_{jk}$  имеет следующий вид  $\Omega_j = e_{jkl} \Gamma_{kl}$ , где  $e_{jkl}$  - тензор Леви - Чивита.

Так как магнитные моменты заморожены в частицы, то их изменение со временем описывается уравнениями:

$$\frac{d\vec{m}_A}{dt} = \vec{\Omega}_A \times \vec{m}_A, \quad \frac{d\vec{m}_B}{dt} = \vec{\Omega}_B \times \vec{m}_B$$

Таким образом, для определения движения частиц необходимо решить гидродинамическую задачу. В силу линейности уравнений (1) и граничных условий (2), (3) решение задачи можно представить в виде суммы решений двух задач. Первая задача заключается в нахождении решения уравнений (1) со следующими граничными условиями

$$u_j = V_j^A - U_j, \quad |\vec{x}^A| = a, \quad u_j = V_j^B - U_j, \quad |\vec{x}^B| = a$$

На бесконечности по-прежнему должны выполняться условия (3).

Вторая задача заключается в нахождении решения уравнений (1) с граничными условиями для компонент скорости ( $j=1,2,3$ )

$$u_j = \Gamma_{jk}^A x_j^A, \quad |\vec{x}^A| = a, \quad u_j = \Gamma_{jk}^B x_j^B, \quad |\vec{x}^B| = a$$

На бесконечности также должны выполняться условия (3).

**2. Метод решения первой задачи.** Из первого уравнения системы (1) следует, что скорость  $\vec{u}$  должна иметь вид [3]

$$\vec{u} = \text{rotrot}(f(\vec{V}^A - \vec{U})) \quad (5)$$

Следуя работе [3], получаем уравнение для функции  $f$

$$\Delta^2 f + \frac{i\omega}{\nu} \Delta f = 0, \quad \nu = \frac{\eta}{\rho}$$

Здесь  $\Delta$  – оператор Лапласа. Вводя обозначение  $\Delta f = \varphi$ , получим уравнение

$$\Delta \varphi + \frac{i\omega}{\nu} \varphi = 0$$

Решение этого уравнения для одиночной частицы имеет вид [3]

$$\varphi = SL_0 \exp(ikx),$$

$$L_0 = \frac{1}{x}, \quad k = \frac{1+i}{\delta}, \quad \delta = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}$$

Необходимо учесть, что все частные производные от этого решения тоже есть решение. В общем случае уравнение для функции  $f$  записывается в виде

$$\Delta f = SL_0 \exp(ikx) + H_s(L_s + ikL_0 \frac{x_s}{x}) \exp(ikx) + H_{sq}(L_{sq} + ikL_s \frac{x_q}{x} + ikL_q \frac{x_s}{x} + ikL_0 \frac{\delta_{sq}x^2 - x_sx_q}{x^3} - k^2L_0 \frac{x_qx_s}{x^2}) \exp(ikx) + \dots \quad (6)$$

Здесь введены следующие обозначения:  $H_s, H_{sq}$  - неизвестные тензорные коэффициенты,  $L_s, L_{sq}$  - мультиполи, вычисляемые по

правилу 
$$L_{sqr\dots t} = \frac{\partial}{\partial x_s} \left( \left( \frac{\partial}{\partial x_q} \left( \frac{\partial}{\partial x_r} \left( \dots \left( \frac{\partial}{\partial x_t} \left( \frac{1}{x} \right) \right) \right) \right) \right) \right)$$

Общее решение уравнения (6) записывается в виде

$$f = -\frac{1}{k^2} SL_0 \exp(ikx) - \frac{1}{k^2} H_s(L_s + ikL_0 \frac{x_s}{x}) \exp(ikx) - \dots - BL_0 - C_s L_s - \dots$$

Все выше проделано для одной частицы. Если имеем две частицы, то решение должно содержать мультиполи двух типов  $L_s^A, L_{sq}^A$ ,

$L_s^B, L_{sq}^B$ . Поэтому решение уравнения (6) для двух частиц имеет вид

$$f = -\frac{1}{k^2} S(L_0^A \exp(ikx^A) + L_0^B \exp(ikx^B)) - \frac{1}{k^2} H_s[(L_s^A + ikL_0^A \frac{x_s^A}{x^A}) \exp(ikx^A) - (L_s^B + ikL_0^B \frac{x_s^B}{x^B}) \exp(ikx^B)] - \dots - B(L_0^A + L_0^B) - C_s(L_s^A - L_s^B) - \dots$$

Так как в силу линейности уравнений и граничных условий решение должно быть линейным по вектору  $\vec{V}^A - \vec{U}$ , а это уже учтено в виде решения (5), поэтому тензорные коэффициенты  $S, B, H_s, H_{sq}, C_s, \dots$  зависят только от вектора  $\vec{r}$ . Эти тензорные коэффициенты можно записать в виде

$$H_s = r_s H, C_s = r_s C, H_{sq} = r_s r_q F + \delta_{sq} FA,$$

Здесь  $H, F, FA, C, \dots$  - неизвестные скалярные коэффициенты, которые находятся из граничных условий. Знаки мультиполей в решении выбираются исходя из того, что скорость жидкости  $\vec{u}$  должна быть четной функцией координат (это следует из граничных условий [1]). Скорость и давление в жидкости находятся по формулам [3]

$$\vec{u} = ((\vec{V}_A - \vec{U}) \nabla) \nabla f + (\vec{V}_A - \vec{U}) \Delta f, \quad p = \eta \vec{u} \nabla \left( \frac{i\omega}{\nu} f + \Delta f \right) + p_0$$

После подстановки полученных выражений для скорости в граничные условия находятся скалярные коэффициенты  $H, F, FA, C, \dots$ , с использованием метода разложение по малому параметру  $a/r$ .

**3. Метод решения второй задачи.** Аналогично рассмотренному выше методу решается вторая задача. В этом случае скорость представляется в виде

$$\vec{u} = \text{rot}(\vec{A})$$

Вектор  $\vec{A}$  определяется следующим образом

$$\vec{A} = \text{rot}(\vec{f}\vec{\Omega}) + \text{rotrot}(\nabla\phi \times \vec{\Omega})$$

Для функций  $f, \phi$  получаем уравнения

$$\Delta f + \frac{i\omega}{\nu} f = 0, \quad \Delta^2 \phi + \frac{i\omega}{\nu} \Delta \phi = 0$$

Решение полученных уравнений для одиночной частицы имеет такой же вид, как и в первой задаче

$$f = TL_0 \exp(ikx), \quad \Delta \phi = RL_0 \exp(ikx)$$

Для случая нескольких частиц процедура нахождения решения такая же, как и для двух частиц в первой задаче (используя мультиполя от нескольких частиц).

Давление в жидкости находится по формуле

$$p = \eta \text{div}(\vec{\Omega} \times \nabla(\frac{i\omega}{\nu} \phi + \Delta \phi)) + p_0$$

Используя выражения для скорости и давления в первой и второй задачах можно вычислить силы и моменты, действующие на частицы со стороны жидкости, и составить уравнения движения частиц (4). Полученные таким образом уравнения дают возможность исследовать динамику взаимодействующих частиц в нестационарном потоке с учетом сил инерции и возможность их агрегирования в нестационарном магнитном поле.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Мартынов С.И. Гидродинамическое взаимодействие частиц // Изв. РАН. МЖГ. – 1998. – №2. – С.112–119.
2. Батыгин В.В., Топтыгин И.Н. Сборник задача по электродинамике / В.В. Батыгин, И.Н. Топтыгин. – М., 2002. – 640 с.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Наука, 1986. – 736 с.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ РЕОЛОГИЧЕСКИХ И КИНЕТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ ВСТАВОК

**Полунин В. М., Карпова Г. В., Кутуев А. Н., Хотынюк С. С.**  
ГОУ ВПО «Курский государственный технический университет»  
Россия, 305040, г. Курск, ул. 50 лет Октября, 94,  
[polunin-vm1@yandex.ru](mailto:polunin-vm1@yandex.ru)



Полунин Вячеслав Михайлович окончил физический факультет Ленинградского госуниверситета. С 1974 г. по настоящее время работает в КурскГТУ, с 1981 г. зав. кафедрой физики. В 1990 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по теме "Акустические эффекты в неэлектропроводных магнитных жидкостях". В 1991 г. присвоено ученое звание профессор кафедры физики. Автор более 200 научных публикаций, двух монографий по акустике магнитных жидкостей, под его руководством защитили кандидатские диссертации 11 аспирантов. Является зам. Председателя диссертационного совета по защите докторских диссертаций, Председателем регионального отделения РАО.



Карпова Галина Вячеславовна окончила физико-математический факультет Курского госуниверситета, в 2003 году защитила диссертацию кандидата физико-математических наук по теме "Исследование диссипации энергии в колебательной системе с магнитожидкостным инертно-вязким элементом", автор и соавтор 23 научных работ по акустическим свойствам магнитных жидкостей. В настоящее время работает в должности доцента кафедры физики КурскГТУ.



Коварда Владимир Васильевич закончил Курский государственный технический университет в 2002 г. С 2002 по 2005 гг. аспирант КГТУ, кандидат физико-математических наук. В настоящее время работает старшим преподавателем кафедры физики КурскГТУ. Занимается исследованием физических свойств источников упругих колебаний на основе магнитных жидкостей. Является автором и соавтором 35 научных публикаций.



Кутуев Алексей Николаевич окончил физико-математический факультет Курский государственный университет в 2005 г. Имеет 7 публикаций. В настоящее время является аспирантом 3 года обучения в КурскГТУ.



Хотынюк Сергей Сергеевич окончил физико-математический факультет Курский государственный университет в 2006 г. Имеет 5 публикаций. В настоящее время является аспирантом 2 года обучения в КурскГТУ.

### Определение реологических параметров магнитной жидкости

Дисперсные системы магнитных наночастиц – магнитные коллоиды, названные магнитными жидкостями (МЖ), к настоящему времени нашли применение в различных областях техники. В конструкции многих устройств с использованием МЖ предусматривается воздействие на каплю магнитного коллоида неоднородного магнитного поля, т.е. пондеромоторной силы, проявляющейся при смещении капли из положения равновесия. Такого рода устройства представляют собой колебательную систему, в которой МЖ выполняет функцию инертно-вязкого элемента. Как в прикладном так и в теоретическом отношении представляется целесообразным изучить роль магнитной вставки в демпфировании колебаний и выявить возможность управления этим процессом при помощи магнитного поля.

#### Описание колебательной системы и методики измерений

Исследуемая колебательная система представлена на рис. 1. Стеклообразная U-образная трубка 2 заполнена до некоторого уровня в обоих коленах магнитным коллоидом 3. Одно из колен герметично закрыто пьезоэлектрической пластинкой-датчиком колебаний 4. МЖ в данном случае служит инертно-вязким элементом колебательной системы, а ее упругим элементом является воздушная полость 5, образовавшаяся под пьезопластинкой. Для возбуждения колебаний используется одетая на другое колено эластичная трубка с поршнем 1. В трубке имеется отверстие, предназначенное для выхода воздуха при перемещении поршня в исходное положение и прикрываемое в момент выдергивания поршня. Полученные на пьезодатчике радиоимпульсы поступают на экран запоминающего осциллографа 6. Осциллограммы фиксируются цифровым фотоаппаратом 7 и передаются в компьютер 8 для дальнейшей обработки.

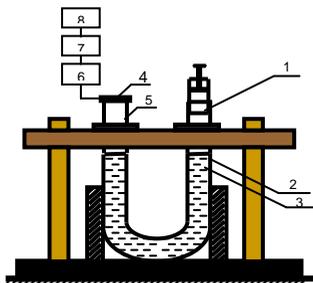


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки

Диссипация упругой энергии в колебательной системе в основном вызвана одновременным действием трех физических механизмов: потери энергии за счет возвратно-поступательного течения вязкой жидкости по трубке; в результате межфазного теплообмена; вследствие излучения упругих колебаний в элементы конструкции и окружающую среду.

Если длина окружности, охватывающей боковую поверхность жидкого столбика, отнесенная к удвоенной длине вязкой волны, удо-

влетворяет условию  $\pi d / 2\lambda > 10$ , то коэффициент затухания в данном случае находится из следующего выражения:

$$\beta' = \frac{2}{d} \sqrt{\frac{\pi \eta \nu}{\rho}} \quad (1)$$

Выражение (1) впервые было получено Гельмгольцем [4]. Эта модель предсказывает возрастание коэффициента затухания с частотой. В силу малости глубины проникновения вязкой волны  $\sigma''$  колебательное движение столбика жидкости носит «поршневой» характер, течение жидкости сосредоточено в тонком пристеночном слое.

В связи с тем, что строгий учет тепловых потерь и потерь на излучение затруднителен, мы поставили задачу провести экспериментальную оценку суммарного вклада этих механизмов в коэффициент затухания на основе использования «обычных» ньютоновских жидкостей. Дополнительные потери энергии, не связанные с вязкостью, обуславливают добавочное затухание  $\Delta\beta$ . Коэффициент затухания  $\beta_{ex}$ , полученный из эксперимента, будет состоять из двух компонент  $\Delta\beta$  и  $\beta$ :

$$\beta_{ex} = \beta + \Delta\beta \quad (2)$$

На трубке с диаметром 10,7 мм исследовались жидкости, параметры которых для  $t = 25^{\circ}\text{C}$  приведены в табл. 1.

На рис. 2 представлена зависимость коэффициента затухания колебательной системы от частоты в логарифмическом масштабе. Все представленные данные получены при выполнении условия  $\pi d / 2\lambda > 10$ , поэтому коэффициент затухания  $\beta$ , обусловленный вязким течением МЖ, рассчитывается по формуле Гельмгольца (1).

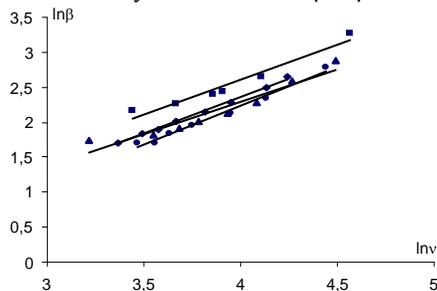


Рис.2. Зависимость коэффициента затухания колебаний от частоты в логарифмическом масштабе. •- бромпропан, ▲ - вода дистиллированная, ■-глицерин 40%,◆-1-йодгептан

Таблица 1

Жидкость	$\eta \cdot 10^{-3}$ , Па·с	$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>
бромпропан	1,28	1208
1-йодгептан	1,97	1368
Вода дистиллированная	1	1000
Раствор глицерина 40%	5,1	1125

Тангенс угла наклона аппроксимированных прямых на рис. 2 равен 1, что означает пропорциональную зависимость коэффициента затухания от частоты колебаний.

На рис. 3 представлена частотная зависимость добавочного затухания  $\Delta\beta$  системы с выбранными жидкостями соответственно в логарифмическом масштабе. Из приведенных данных следует, что  $\Delta\beta$  возрастает с частотой  $\nu$ . На частотах, близких к 40 Гц, добавочное затухание, в пределах погрешности измерений (~12 %) для исследованных образцов, существенно отличающихся друг от друга по вязкости, совпадает.

Если, основываясь на полученных экспериментальных данных, предположить, что и для более широкого класса жидкостей на данной установке диапазон частот 30–60 Гц характеризуется одним и тем же значением параметра  $\Delta\beta$ , то по результату измерения коэффициента затухания можно получить оценочное значение вязкости жидкости по формуле:

$$\eta = \frac{\rho d^2 (\beta_{\text{exf}} - \Delta\beta)^2}{4\pi\nu} \quad (3)$$

Высказанное предположение подтверждается и результатами измерения вязкости в образце МЖ-1 с плотностью  $\rho = 1233 \text{ кг/м}^3$  и концентрацией твердой фазы  $\varphi = 10\%$  при температуре  $25^\circ\text{C}$ . При этом использовалось значение добавочного затухания, полученное по зависимости  $\Delta\beta(\nu)$  для 40% раствора глицерина. Вязкость МЖ, рассчитанная по формуле(3) с использованием полученного значения  $\beta_{\text{exf}}$  составляет  $\eta = 3,1 \cdot 10^{-3} \text{ Па}\cdot\text{с}$ . Прямыми измерениями вязкости МЖ при помощи капиллярного вискозиметра, характеризуемыми из-за оптической непрозрачности МЖ и невозможности по этой причине надежно установить время истечения жидкости погрешностью измерений 10 – 15 %, получено значение  $\eta = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ Па}\cdot\text{с}$ .

Данный метод, конечно, не отличается высокой точностью абсолютных измерений, но для измерений вязкости в образцах с низкой оптической прозрачностью, содержащих крупные, перестраиваемые в магнитном поле структурные образования, он будет иметь перед другими методами определенные преимущества. Необходимо заметить также, что параметры, способные оказать влияние на физические механизмы диссипации энергии – сжимаемость, плотность, теплопро-

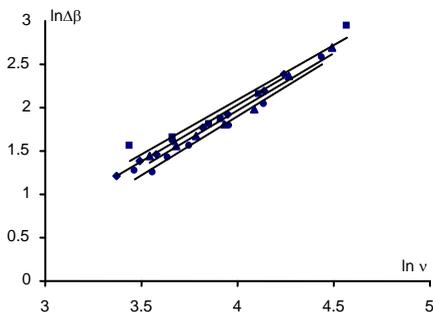


Рис.3. Зависимость дополнительного затухания от частоты в логарифмическом масштабе. Трубка  $\varnothing 10,7\text{мм}$  •- бромпропан, ▲-вода, ■-глицерин 40%, ◆-1-йодгептан

водность магнитных коллоидов, практически не зависят от напряженности магнитного поля и степени его неоднородности [5].

### Физические параметры исследуемых образцов

Вязкость  $\eta$  немагнитных образцов МЖ измерялась при помощи вискозиметра Оствальда с диаметром капилляра 1,31мм, плотность – по обычной методике с использованием пикнометра. Определение намагниченности насыщения  $M_s$  и начальной магнитной восприимчивости  $\chi$  выполнено по экспериментально полученной кривой намагничивания.

Все измерения проведены при температуре 25<sup>0</sup>С. В табл. 2 представлены физические параметры исследуемых образцов.

Таблица 2

Жидкость	$\eta \cdot 10^{-3}$ , Па·с.	$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	$\varphi$ , %	$M_s$ , кА/м	$\chi$
МЖ-2	1,9	1013	5	20	1,1
МЖ-3	1,58	920	3	12	1
МЖ-4	1,3	831,5	1	3,5	0,8
МЖ-5	8,9	1522	16,6	55	8,1

### Результаты измерений

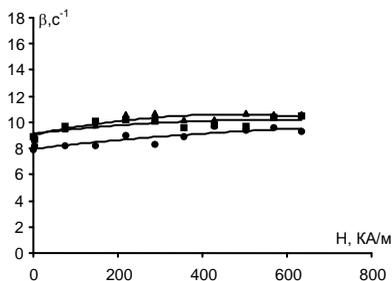


Рис.4. Зависимость коэффициента затухания колебательной системы от напряженности магнитного поля: ▲-МЖ2, ■-МЖ3, •-МЖ4.

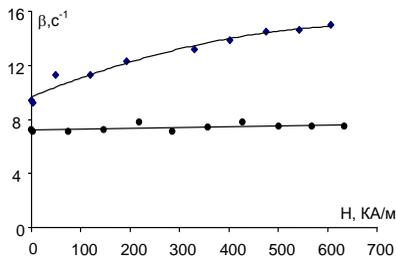


Рис.5. Зависимость коэффициента затухания от напряженности магнитного поля: ▲-МЖ2, ◆-МЖ5

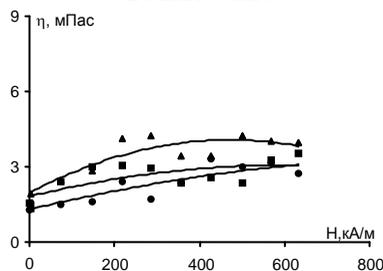


Рис.6. Зависимость вязкости МЖ от напряженности магнитного поля: ▲-МЖ2, ■-МЖ3, •-МЖ4

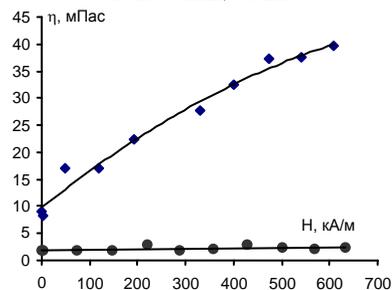


Рис.7. Зависимость вязкости МЖ от напряженности магнитного поля. Частота 36Гц. •-МЖ2 ◆-МЖ5

Измерения коэффициента затухания колебательной системы с исследуемыми магнитожидкостными инертно-вязкими элементами проводились на частотах 36 и 50 Гц при температуре 25<sup>0</sup>С. На рис. 4 представлены зависимости  $\beta(H)$  для МЖ-2, МЖ-3, МЖ-4 (частота 50 Гц), на рис. 5 – зависимости  $\beta(H)$  для МЖ-2, МЖ-5 на частоте 36 Гц.

По формуле (3) с использованием полученных значений  $\beta_{ex}$  рассчитывается вязкость образцов МЖ для различных значений  $H$  в исследованном диапазоне напряженности.

Зависимость  $\eta(H)$  для образцов МЖ-2, МЖ-3, МЖ-4, полученная по данным измерений на частоте 50 Гц, представлена на рис. 6.

На рис. 7 приведена зависимость  $\eta(H)$  для МЖ-2 и МЖ-5, полученная по данным измерений на частоте 36 Гц.

Приращение вязкости МЖ в магнитном поле представляет собой «магнитовязкий эффект», сущность которого состоит в магнитном торможении ферромагнитных частиц в течении со сдвигом. Для разбавленной дисперсной системы с моночастичной дисперсной фазой магнитовязкий эффект при достижении магнитного насыщения составляет 1,5  $\phi$   $\eta$ . Результаты измерений полевой зависимости вязкости в трех образцах малой концентрации (МЖ-2, МЖ-3, МЖ-4) не противоречат концепции «вращательной» вязкости разбавленной дисперсной системы магнитных наночастиц [1-2]. Данные, полученные для образца МЖ-5 с концентрацией твердой фазы 16,6%, можно объяснить лишь присутствием в нем агрегатов цепочечного вида [3].

### Определение кинетических параметров магнитожидкостной мембраны

Изучение магнитожидкостной мембраны (МЖМ) отвечает интересам научного и практического характера, в частности, запатентовано несколько устройств с этим элементом. Блок-схема экспериментальной установки представлена на рис. 8. МЖМ представляет собой каплю МЖ 1, перекрывающую стеклянную трубку 2 в поперечном сечении благодаря стабилизирующему действию неоднородного магнитного поля коаксиально расположенного кольцевого магнита 3, связанного с катетометром 4. Внутри кольцевого магнита размещена катуш-

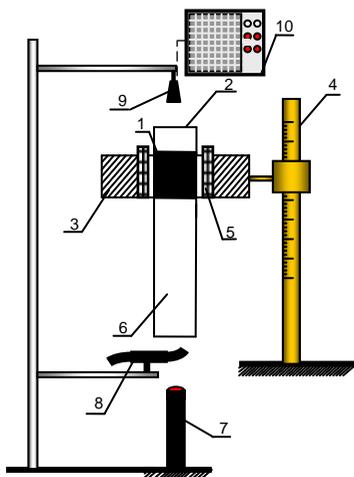


Рис. 8. Блок-схема экспериментальной установки

ка индуктивности 5. При наличии в трубке доньшка МЖП изолирует находящуюся под ней воздушную полость 6.

При движении магнита относительно трубки МЖП в результате «привязки» к полю движется вместе с ним. При определенном перепаде давления  $P_{kr}$  происходит разрыв МЖП, сопровождающийся генерированием электромагнитного импульса, фиксируемого с помощью катушки индуктивности и передаваемого на экран осциллографа, и акустического импульса (хлопка). В отличие от других жидкостных плёнок МЖ пленка обладает способностью к самовосстановлению. В работе [6] получено выражение для теоретического расчета времени существования отверстия в перемычке

$$\tau = \frac{\Delta m}{\rho_g \sigma v_g}, \quad (6)$$

в котором  $\Delta m$  – масса порции воздуха, пропускаемой МЖП за время одного разрыва,  $\rho_g$  – плотность воздуха,  $\sigma$  – площадь отверстия,  $v_g$  – скорость потока воздуха в месте максимального сжатия. Расчеты показали, что время существования отверстия в перемычке составляет 10–15 мс. Для экспериментального исследования времени существования отверстия в перемычке вышеописанная установка модернизирована следующим образом. Под стеклянной трубкой 2 располагается лазер 7, испускающий непрерывный луч света. Между лазером и трубкой находится вращающийся вентилятор 8, таким образом, луч света проходит через вентилятор порциями. Над стеклянной трубкой располагается фотодиод 9. Сигнал с фотодиода может передаваться на осциллограф 10. Во время разрыва МЖП через образовавшееся отверстие проходит несколько порций света. Зная количество световых порций  $N$ , частоту вращения вентилятора  $\nu$  и число лопастей  $n$  можно рассчитать время существования отверстия в перемычке  $\tau$ .

$$\tau = nN/\nu, \quad (7)$$

Проведенный эксперимент для керосиновой МЖ с плотностью 1440 кг/м<sup>3</sup> дал значение  $\tau = 10$ –11 мс, что соответствует теоретически предположенному.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Шлиомис М.И. Эффективная вязкость магнитных суспензий // ЖЭТФ. – 1971. – Т.61. – Вып. 6. – С. 2411–2418.
2. Блум Э.Я., Майоров М.М., Цеберс А.О. Магнитные жидкости. – Рига: Зинатне, 1989. – 386 с.
3. Налетова В.А., Шкель Ю.М. Исследование течения магнитной жидкости в трубе с учетом анизотропии жидкости в магнитном поле // Магнитная гидродинамика. – 1987. – № 4. – С. 51–57.

4. Рэлей Дж.У. Теория звука / Дж.У. Рэлей. 2-е изд. – М.: ГИТТЛ, 1955. – Т. 2. – 475 с.
5. Полунин В.М. Акустические свойства магнитных жидкостей. – Курск: КГТУ, 2006. – 284 с.
6. Михайлова Ю. Ю. Исследование прочностных и кинетических свойств магнито-жидкостной мембраны / Ю.Ю. Михайлова: Дис. канд. физ.-мат. наук. – Курск: КГТУ, 2006. – 155 с.

## ПРОХОЖДЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКА ЧЕРЕЗ ФЕРРОСУСПЕНЗИЮ

**Полунин В.М., Ряполов А.Н.\* , Ряполов П. А.**

Курский государственный технический университет  
305040, г. Курск, ул. 50 лет Октября, 94, [polunin\\_vml@yandex.ru](mailto:polunin_vml@yandex.ru)

\*Губкинский институт (филиал) Московского государственного  
открытого университета  
309186, Белгородская обл., г.Губкин, ул.Комсомольская, 16,  
[mgouall@kma.ru](mailto:mgouall@kma.ru)



Полунин Вячеслав Михайлович окончил физический факультет Ленинградского госуниверситета. С 1974 г. по настоящее время работает в КурскГТУ, с 1981 г. зав. кафедрой физики. В 1990 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по теме "Акустические эффекты в неэлектропроводных магнитных жидкостях". В 1991 г. присвоено ученое звание профессор кафедры физики. Автор более 200 научных публикаций, двух монографий по акустике магнитных жидкостей, под его руководством защитили кандидатские диссертации 11 аспирантов. Является зам. Председателя диссертационного совета по защите докторских диссертаций, Председателем регионального отделения РАО.



Ряполов Алексей Николаевич окончил Московский горный институт в 1976 году. В 1982 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме: «Управление магнитными свойствами железных руд путем изменения их микроструктуры при взрывном воздействии». Имеет 47 научных публикаций, в том числе 29 статей, 3 авторских свидетельства на изобретение. В настоящее время является зам.директора по учебной работе Губкинского института (филиала) Московского государственного открытого университета. Научная деятельность связана с изучением магнитных свойств ферросуспензией и железных руд.



Ряполов Петр Алексеевич окончил горный факультет Губкинского института (филиала) Московского государственного университета. С 2007 г. Аспирант кафедры физики Курск ГТУ. Имеет 5 публикаций по акустическим свойствам магнитных жидкостей.

Ферромагнитные концентрированные суспензии обладают уникальными физическими свойствами. С одной стороны подобно жидкостям они обладают определенной текучестью, а с другой – являются носителями свойств, характерных для твердых тел (остаточной намагниченностью, гистерезисными явлениями, структурообразованием [1-5]).

Магнитные свойства концентрированных ферросуспензий исследовались достаточно подробно [3-5]. Эти исследования привели к предположению о наличии устойчивой структуры в ферросуспензии, подвергнутой предварительному намагничиванию и об определенной перестройке структуры при циклическом перемагничивании. Однако результаты измерений магнитных параметров можно рассматривать лишь как косвенные данные в пользу указанного предположения. Прямым подтверждением наличия структуры могут служить результаты оптических, рентгеновских и акустических исследований. К сожалению, оптические и рентгеновские методы измерений непригодны для изучения интересующих нас сред, поскольку эти среды практически непрозрачны для света, а диспергированные в них частицы имеют линейные размеры, значительно превосходящие длину волны рентгеновского излучения.

Наиболее эффективными в данном случае являются акустические методы, которые не нуждаются в наличии оптической прозрачности, и которые достаточно чувствительны к различным структурным изменениям [6]. Необходимо отметить, что в научной и патентной литературе отсутствуют сведения по изучению концентрированных ферросуспензий методами молекулярной акустики.

Особенностью структур, образующихся в ферросуспензии в процессе намагничивания, является их неспособность противостоять механическому перемешиванию [4]. На это указывает, в частности, тот факт, что в результате механического перемешивания ферросуспензии полностью утрачивается остаточная намагниченность. Поэтому при разработке методики мы отказались от традиционного метода измерения коэффициента поглощения ультразвука в жидкой среде, основанного на перемещении излучателя и приемника ультразвука относительно друг друга и изменении толщины исследуемой среды. При таком подходе были бы неизбежны ча-

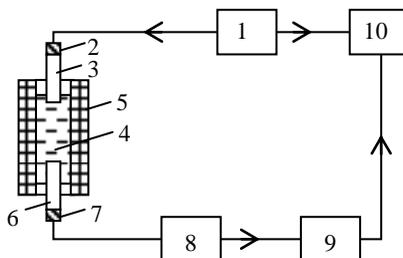


Рис.1. Блок-схема установки

стичные разрушения структуры. Основываясь на указанных соображениях, мы разработали методику с использованием постоянной базы измерений.

Была собрана установка, предусматривающая измерение амплитуды прошедшего ультразвукового импульса в зависимости от напряженности намагничивающего поля. Блок-схема установки представлена на рис. 1. Радиопульсы вырабатываются импульсным генератором 1 и поступают на излучающий пьезоэлемент 2. Ультразвуковые сигналы распространяются вдоль цилиндрической линии задержки из дюралюминия 3 и через исследуемую среду – ферросуспензию 4, залитую в специальную кювету. Эта кювета помещена в намагничивающий соленоид 5. Далее сигнал поступает через приемную линию задержки 6 на пьезоэлемент 7, преобразующий его в радиопульс. Высокочастотный радиопульс после усиления и детектирования приемником 9 поступает на вход осциллографа 10, работающего в режиме внешней синхронизации от генератора 1. Частота заполнения и частота следования радиопульсов составляет соответственно 2 МГц и 4 кГц.

Данная установка позволяет производить измерение относительно изменения амплитуды прошедшего через ферросуспензию ультразвукового сигнала от напряженности как постоянного, так и переменного магнитного поля при постоянной толщине слоя ферросуспензии  $d$  (в наших опытах  $d=7\text{мм}$ ).

Концентрированные ферромагнитные суспензии были приготовлены путем тщательного перемешивания ферромагнитного порошка с касторовым маслом. Выбор касторового масла в качестве жидкостносителя обусловлен тем, что оно, во-первых, является достаточно вязким, а, во-вторых, — достаточно однородным по своему химическому составу. Объемная концентрация исследованных суспензий составляет 30%. Измерения проводились при комнатной температуре ( $t=20^\circ\text{C}$ ).

На рис. 2 представлены зависимости относительного изменения амплитуды  $\beta=A/A_0$  ультразвукового импульса, прошедшего через суспензию, от напряженно-

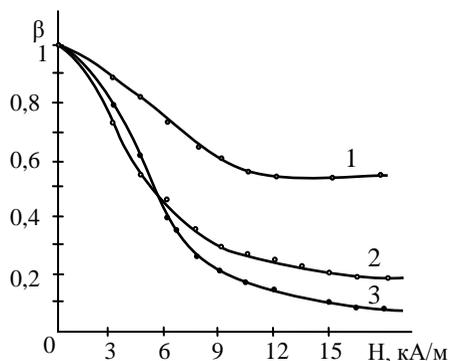


Рис.2. Зависимость  $\beta(H)$  для суспензий порошка  
1 — Ф-600 с кварцем; 2 — Ф-2000, 3 — Ф-600

сти постоянного однородного магнитного поля  $H$ . В качестве реперного значения амплитуды выбирается начальное значение амплитуды сигнала (до наложения магнитного поля)  $A_0$ .

Кривая 3 представляет указанную зависимость для суспензии приготовленной с использованием ферритового порошка Ф-600 (средний размер твердой частицы составляет  $\sim 3 \div 5$  мкм). Кривая 2 относится к суспензии, приготовленной на базе ферритового порошка Ф-2000 с крупностью частиц не более 63 мкм.

Обе кривые характеризуются спадом, крутизна которого убывает по мере увеличения намагничивающего поля и, начиная с  $H \geq 16$  кА/м, значение  $\beta$  этих кривых практически остается на одном и том же уровне и составляет 0,07 и 0,19 для суспензий, приготовленных с использованием ферритового порошка соответственно Ф-600 и Ф-2000. После выключения магнитного поля амплитуда прошедшего сигнала практически не изменяется.

Хотя полученная нами зависимость никем ранее не была опубликована, она не является неожиданной. Дело в том, что относительное изменение амплитуды колебаний при постоянстве акустического сопротивления исследуемой среды определяется коэффициентом поглощения  $\alpha$ , который, как известно [6] является функцией вязкости жидкой системы  $\eta$ :

$$\alpha = \frac{\omega^2 \eta}{2 \rho c^3},$$

где  $\omega$  — круговая частота колебаний,  $\rho$  — плотность среды, а  $c$  — скорость распространения звука в ней. В этом выражении вязкость  $\eta$  включает объемную вязкость  $\eta''$  и сдвиговую вязкость  $\eta'$ :

$$\eta = \eta'' + \frac{4}{3} \eta',$$

Таким образом коэффициент поглощения  $\alpha'$ , обусловленный сдвиговой вязкостью, может быть найден из выражения:

$$\alpha' = \frac{2}{3} \frac{\omega^2 \eta'}{\rho c^3}.$$

Хорошо известно, что сдвиговая вязкость концентрированных ферросуспензий находится в сильной зависимости от напряженности намагничивающего поля. (Строго говоря, ферросуспензия не является ньютоновской жидкостью, поэтому представление об обычной сдвиговой вязкости в этом случае можно ввести лишь в первом самом грубом приближении). Отсюда становится понятным ход кривых 2 и 3.

Кривая 1 относится к ферросуспензии, твердая компонента которой помимо порошка Ф-600 содержит немагнитный кварцевый поро-

шок в отношении 1:1. В отличие от кривых 2 и 3 спад кривой 1 более пологий, что связано, по-видимому, с уменьшением объемной доли магнитной компоненты.

Возрастание вязкости  $\eta'$  не столь значительно (как а случае 1 и 2). Полный разворот частиц и образование структуры достигается при меньших полях.

Интересно отметить, что если жидкость до начала измерений подвергалась предварительному размагничиванию на установке РУВ-Т0 конструкции ОКБ ИФЗ им. О.Ю.Шмидта, то амплитуда сигнала  $A_0$  имела большее значение, чем без размагничивания, что, возможно, свидетельствует о дефлокуляции суспензии в процессе размагничивания.

На рис. 3 представлены зависимости  $\beta$  от амплитуды переменного магнитного поля  $H_0$  для суспензий, приготовленных на основе порошка Ф-2000 (кривая 1) и порошка Ф-600 (кривая 2). Анализируя приведенные здесь результаты можно отметить, что и в данном случае происходит уменьшение амплитуды сигнала при увеличении  $H_0$ , причем кривые 1 и 2 на рис. 3 расходятся по мере увеличения  $H_0$  так же как и кривые 2 и 3 на рис. 2.

После выключения поля амплитуда прошедшего сигнала также сохраняет свое значение, как и при выключении постоянного поля (что уже отмечалось выше). Можно отметить и характерные отличия зависимостей, представленных на рис. 2 и рис. 3. Во-первых, при наложении постоянного магнитного поля амплитуда прошедше-

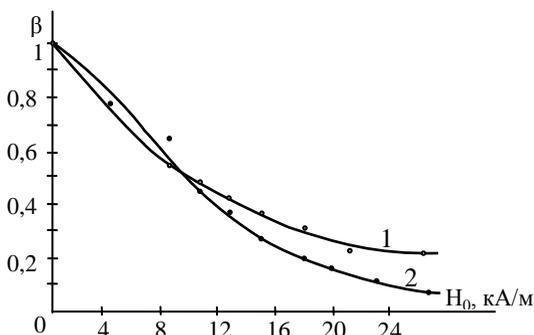


Рис. 3. Зависимость  $\beta(H_0)$  для суспензий порошка 1 — Ф-2000; 2 — Ф-600

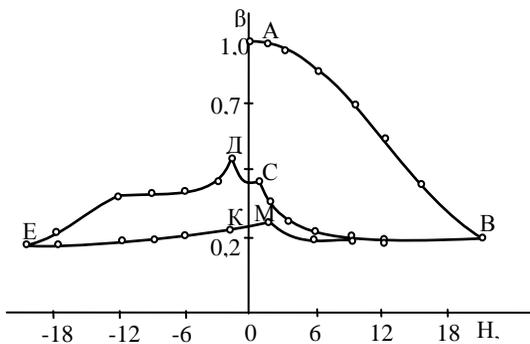


Рис. 4. Зависимость  $\beta(H)$  для железорудной суспензии

го сигнала убывает сильнее, чем при наложении переменного магнитного поля. Во-вторых, крутизна кривых 1 и 2 (рис. 3) в исследованном интервале напряженности изменяется меньше, чем у кривых 2 и 3 на рис. 2. Таким образом, структурообразование идет быстрее при наложении статических магнитных полей, что позволяет предположить существование характерного времени протекания этого процесса, которое в данном случае превосходит 0,02 с.

На рис. 4 представлено относительное изменение амплитуды  $\beta$  сигнала, прошедшего через ферросуспензию, полученную на основе порошка концентрата 4-ой стадии мокрой магнитной сепарации Михайловского ГОКа Курской магнитной аномалии в зависимости от напряженности постоянного магнитного поля.

В данном случае измерения выполнялись при циклическом перемагничивании образца в квазистатическом режиме.

При первоначальном намагничивании (участок кривой АВ) происходит монотонное убывание амплитуды импульса. Уменьшение напряженности магнитного поля первоначального направления приводит к небольшому возрастанию амплитуды сигнала в малых полях (участок ВС).

При изменении направления магнитного поля на противоположное обнаруживается экстремальное поведение кривой (участок ДЕ).

Таким образом, кривая зависимости  $\beta(H)$  для железорудной суспензии при циклическом перемагничивании ее свидетельствует о структурообразовании на этапе первоначального намагничивания и перестройкой структуры при изменении направления поля. Причем перестройка структуры в данном случае может быть обнаружено разработанным нами методом измерения относительного изменения амплитуды прошедшего ультразвукового импульса.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Бибик Е.Е., Лавров И.О., Скобочкин В.Е. Влияние механических свойств среды на намагниченность дисперсных ферромагнетиков // Журнал прикладной химии. – 1970. – Т.43. – Вып.6. – С.1387–1389.
2. Ефремов И.Ф., Нерпин СВ., К вопросу о построении кинетической теории процессов желатинирования // ДАН СССР. – 1957. – Т.113. – №4. – С.846–849.
3. Полуниин В.М. Об остаточной намагниченности ферросуспензий // Магнитная гидродинамика. – 1978. – №3. – С. 129–131.
4. Полуниин В.М. Ферросуспензия в качестве жидкого магнита // Магнитная гидродинамика. – 1979. – №3. – С. 33–37.
5. Полуниин В.М., Щетников А.И. Сравнительное изучение остаточной намагниченности ферросуспензии // Магнитная гидродинамика. – 1979. – №3. – С. 130–132.
6. Михайлов И.Г., Соловьев В.А., Сырников Ю.П. Основы молекулярной акустики. – М.: Наука, 1964. – 514 с.

## НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ АКУСТОМАГНИТНОГО ЭФФЕКТА В МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

**Полунин В.М., Карпова Г.В., Пауков В.М., Родионова А.А.,  
Ряполов П. А.**

Курский государственный технический университет  
305040, г. Курск, ул. 50 лет Октября, 94, [polunin\\_vml@yandex.ru](mailto:polunin_vml@yandex.ru)



Полунин Вячеслав Михайлович окончил физический факультет Ленинградского госуниверситета. С 1974 г. по настоящее время работает в КурскГТУ, с 1981 г. зав. кафедрой физики. В 1990 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по теме "Акустические эффекты в неэлектропроводных магнитных жидкостях". В 1991 г. присвоено ученое звание профессор кафедры физики. Автор более 200 научных публикаций, двух монографий по акустике магнитных жидкостей, под его руководством защитили кандидатские диссертации 11 аспирантов. Является зам. Председателя диссертационного совета по защите докторских диссертаций, Председателем регионального отделения РАО.



Карпова Галина Вячеславовна окончила физико-математический факультет Курского госуниверситета, в 2003 году защитила диссертацию кандидата физико-математических наук по теме "Исследование диссипации энергии в колебательной системе с магнитоидкостным инертно-вязким элементом", автор и соавтор 23 научных работ по акустическим свойствам магнитных жидкостей. В настоящее время работает в должности доцента кафедры физики КурскГТУ.



Пауков Владимир Митрофанович окончил физико-математический факультет Курского государственного педагогического института в 1989 г. С 1991 по 1995 г. аспирант КГТУ, кандидат физико-математических наук. В настоящее время работает зав. лабораторией кафедры физики КурскГТУ, совмещает должность доцента. Занимается исследованием физических свойств источников упругих колебаний на основе магнитных жидкостей. Является автором и соавтором 28 научных публикаций.



Родионова Анастасия Александровна окончила Курский государственный технический университет в 2005 г. Имеет 22 публикации, в том числе 17 статей. В настоящее время является аспирантом 3 года обучения в КурскГТУ. Научно-исследовательская работа в области магнитоэлектроупорядоченных макро- и наноразмерных материалов и магнитных жидкостей дважды поощрялась грантом Президента РФ МК 6606.2006.2



Ряполов Петр Алексеевич окончил горный факультет Губкинского института (филиала) Московского государственного университета. С 2007 г. аспирант кафедры физики Курск ГТУ. Имеет 5 публикаций по акустическим свойствам магнитных жидкостей.

Актуальной задачей, поставленной перед технологией синтеза магнитных коллоидов в настоящее время является организация управляемого процесса агрегации, при котором не нарушается целостность раствора, а сама система приобретает новые свойства и возможности применения. В свою очередь решение данной проблемы нуждается в разработке методики и создании специальных средств, предназначенных для контроля структурных перестроек в коллоидной системе под влиянием изменяющихся физических условий.

В этой связи представляется целесообразным с целью индикации вращательных колебаний магнитных наночастиц магнетита ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ) использование установленного на кафедре физики акустоманнитного эффекта (АМЭ) [1-2]. В настоящей работе существенно изменен способ реализации АМЭ, создана принципиально новая установка. Блок-схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.

Установленная вертикально стеклянная трубка с плоским доньшком 1 заполнена магнитной жидкостью (МЖ). Источником звуковых колебаний (излучателем) является пьезоэлектрическая пластина 3, на которую с генератора 4 подается переменное электрическое напряжение заданной частоты  $\nu$ . Частота контролируется частотомером 5, а напряжение – вольтметром 6. Упругие волны через волновод 7 распространяются в МЖ. Катушка индуктивности полуокруглой формы 8, размещенная в непосредственной близости от внешней поверхности трубки, жестко связана с кинематическим узлом катетометра 9. Переменная ЭДС с катушки поступает на вход широкополосного усилителя 10, проходит через LC-фильтр 11 и подается на вход осциллографа 12. Источником магнитного поля служит постоянный магнит 13, установленный на наклоняемой и вращающейся платформе 14. Поддержание температуры осуществляется при помощи термостата 15. Установка функционирует в диапазоне частот 6 – 60 кГц, в котором в жидкости образуется система плоских стоячих волн различной длины.

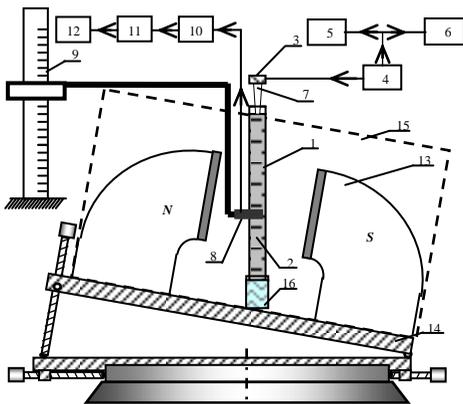


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки

В поле звуковой волны магнитные наночастицы совершают вращательные колебания равновероятные по различным направлениям, что не может привести к возмущению намагниченности среды. Чтобы обеспечить синхронность вращательных колебаний отдельных частиц, необходимо намагнитить МЖ. Сканируя катушкой индуктивности столбик МЖ можно выявить возмущение намагниченности, вызванное вращательными колебаниями магнитных наночастиц и образовавшихся в результате диполь-дипольного взаимодействия агрегатов.

На первом этапе работы исследуются условия создания системы стоячих волн при минимальном уровне присутствия бегущей волны. С этой целью в установку включен дополнительный элемент – контейнер (16), заполненный смесью дистиллированной воды и стекловаты с различной объемной концентрацией. На рис. 2 сплошной кривой показан график координатной зависимости амплитуды АМЭ, полученный до прикосания доньшка трубки к поверхности смеси в контейнере, а пунктирной кривой – после прикосания. Измерения проводились в диапазоне частот 15- 45 кГц. Кривые получены на частоте 30,245 кГц.

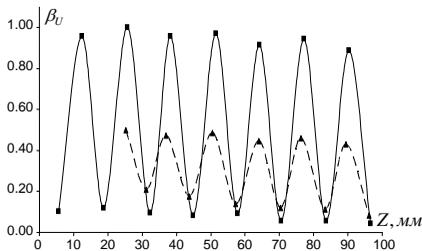


Рис. 2. Координатная зависимость

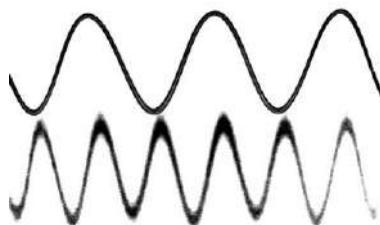


Рис. 3. Осциллограммы сигналов

Пунктирная кривая получена при достаточно хорошем акустическом согласовании системы МЖ в стеклянной оболочке – контейнер. В этом случае в волновом поле присутствует в основном бегущая волна, ее амплитуда составляет приблизительно половину от максимальной амплитуды стоячей волны. Были установлены оптимальные условия измерений.

На рис. 3 представлены осциллограмма сигнала основной частоты и вращательных колебаний цепочечных агрегатов.

На рис. 4 представлена зависимость амплитуды АМЭ, обусловленного вращательными колебаниями магнитных наночастиц, от амплитуды электрического напряжения, подаваемого на пьезопластинку. По графику установлена зависимость:

$$U_{AMЭ} / U_{AMЭmax} = 0,00178 \cdot U^2,$$

где  $U_{AMЭ}$  – амплитуда АМЭ,  $U_{AMЭmax}$  – амплитуда колебаний при  $U_{AMЭmax} = 75$  В,  $U$  – напряжение на пьезоэлементе.

Сравнение зависимостей амплитуды АМЭ, вызванного колебаниями концентрации феррочастиц и их вращательными колебаниями

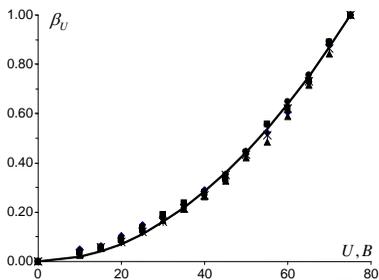


Рис. 4. Амплитудная зависимость. Частота звуковых колебаний: ● - 21178 Гц, + - 24739 Гц, ▲ - 25320 Гц, ■ - 27321 Гц, ◆ - 29023 Гц

в звуковой волне, от напряжения на пьезоэлементе представлено на рис. 5 (соответственно – пунктирная и сплошная кривая). На рис. 6 приведены экспериментальные данные по зависимости амплитуды АМЭ, вызванного вращательными колебаниями феррочастиц, от угла наклона магнитного поля относительно оси трубки.

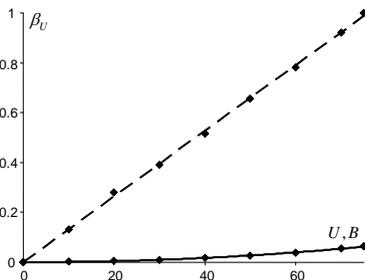


Рис. 5. Сравнительная амплитудная зависимость. Частота звуковых колебаний 29023 Гц

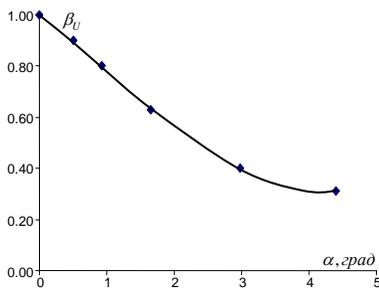


Рис. 6. Угловая зависимость

На рис. 7 показаны азимутальные зависимости АМЭ (◆), экспериментальная (▲) и соответствующая ей расчетная зависимости (---) амплитуды АМЭ на вращательных колебаниях.

Получим выражение для ЭДС, индуцируемой в контуре округлой формы длиной  $l$ , за счет вращательных колебаний наночастиц в звуковой волне. С этой целью введем в рассмотрение простую модель, схе-

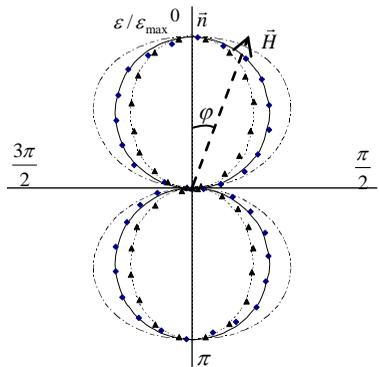


Рис. 7. Азимутальные зависимости

матически представленную на рис. 8. Частицы, совершающие вращательные колебания, размещены в тонком пристеночном слое в пределах глубины проникновения вязкой волны.

В силу постоянства нормальной составляющей индукции магнитного поля на границе магнетиков имеем:

$$\delta B_n^{(i)} = \delta B_n^{(e)},$$

где  $\delta B_n^{(e)}$  - нормальная составляющая приращения индукции на поверхности контура,  $\delta B_n^{(i)}$  - нормальная составляющая приращения индукции на внутренней поверхности трубки.

Учитывая только компоненту возмущения поля, обусловленную намагниченностью жидкости и пренебрегая размагничивающими полями, получим для магнитного потока, пронизывающего полоску контура шириной  $dl$ :

$$\delta\Phi = N_B h d l \delta B^{(e)} = \mu_0 N_B h \cdot dl \cdot \delta M_\theta \cdot \cos \theta,$$

где  $\theta$  - угол между направлениями магнитного поля и нормали к  $dl$ ,  $l$  - длина рамки контура,  $h$  - ее высота,  $N_B$  - число витков,  $\delta M_\theta$  - приращение намагниченности за счет вращательных колебаний.

С другой стороны  $d\theta = 2dl/d$ , где  $d$  - диаметр трубки. Тогда:

$$\delta\Phi = 0,5 \cdot \mu_0 N_B \cdot d \cdot h \cdot \delta M_\theta \cdot \cos \theta \cdot d\theta,$$

Приращение намагниченности  $\delta M_\theta$  является функцией  $\theta$  поскольку обусловлено действием для вязкого трения на частицы, находящиеся в узкой пристенной области в пределах проникновения вязкой волны.

Намагниченность жидкости в приближении разбавленной дисперсной системы можно представить в виде:

$$M = m_* \cdot n \cdot L,$$

где  $m_*$  - магнитный момент наночастицы,  $n$  - концентрация наночастиц,  $L$  - функция Ланжевена, описывающая процесс намагничивания супермагнетика. Произведение  $m_* \cdot L$  будем рассматривать как усредненное значение магнитного момента частицы  $\bar{m}$ , поэтому  $M = \bar{m} \cdot n$ .

Возмущение намагниченности  $\delta M_\theta$  связано с действием вращательного момента частицы, обусловленного силами вязкого трения

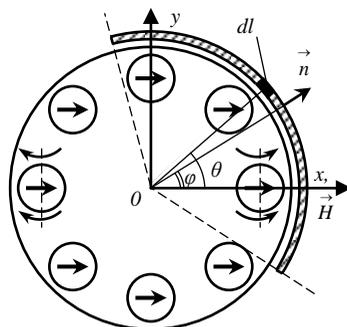


Рис. 8. Механизм АМЭ. Гидродинамический поток направлен по оси OZ («на нас»)

$\vec{J}_\eta$ . При этом будем учитывать лишь составляющую  $J_y$ , вращающую частицы вокруг оси, проходящей через их центр, параллельно оси  $OY$ :

$$J_y = J_\eta \cdot \cos \theta$$

Пусть  $\alpha$  – угол среднего отклонения магнитного момента частиц в плоскости  $Y = const$  под действием переменного вращательного момента в поле звуковой волны с частотой  $\omega$  подчиняется гармоническому закону:

$$\alpha = \alpha_0 \cdot \cos \omega t = \alpha_{00} \cdot \cos \theta \cdot \cos \omega t,$$

где амплитуда «качания» частиц  $\alpha_{00}$ , является функцией вязкости жидкости  $\eta$ , напряженности магнитного поля  $H$ , частоты  $\omega$ . Тогда:

$$\delta\Phi = 0,5 \cdot \mu_0 N_B \cdot d \cdot h \cdot \bar{m} \cdot nL \cdot \cos(\alpha_{00} \cos \theta \cdot \cos \omega t) \cdot \cos \theta \cdot d\theta$$

В элементе контура индуцируется ЭДС:

$$\delta e = -\frac{d\Phi}{dt} = -0,5 \cdot \mu_0 N_B \cdot d \cdot h \cdot \bar{m} \cdot nL \cdot \alpha_{00} \cdot \sin \omega t \cdot \cos^2 \theta \cdot \sin(\alpha_{00} \cos \theta \cdot \cos \omega t) \cdot d\theta$$

При  $\alpha_{00} \rightarrow 0$ :

$$\delta e = -\frac{1}{2} \mu_0 N_B \cdot d \cdot h \cdot M \cdot \alpha_{00}^2 \cdot \omega \cdot \sin \omega t \cdot \cos^2 \theta \cdot \alpha_{00} \cos \theta \cdot \cos \omega t \cdot d\theta$$

$$\text{или} \quad \delta e = -\frac{1}{4} \mu_0 N_B \cdot d \cdot h \cdot M \cdot \alpha_{00}^2 \cdot \omega \cdot \cos^3 \theta \cdot \sin 2\omega t \cdot d\theta$$

В контуре индуцируется ЭДС:

$$e = -\frac{1}{4} \mu_0 N_B \cdot d \cdot h \cdot M \cdot \alpha_{00}^2 \cdot \omega \cdot \sin 2\omega t \cdot \int_{-\frac{l}{d}+\varphi}^{\frac{l}{d}+\varphi} \cos^3 \theta \cdot d\theta = -\frac{1}{4} \mu_0 N_B \cdot d \cdot h \cdot$$

$$M \cdot \alpha_{00}^2 \cdot \omega \cdot \sin 2\omega t \cdot \left\{ 2 \sin \frac{l}{d} \cdot \cos \varphi + \frac{1}{3} \sin^3 \left( -\frac{l}{d} + \varphi \right) - \frac{1}{3} \sin^3 \left( \frac{l}{d} + \varphi \right) \right\}$$

$$\text{Если } l = \pi d/2, \text{ то } e = -\frac{1}{2} \mu_0 N_B \cdot d \cdot h \cdot M \cdot \alpha_{00}^2 \cdot \omega \cdot \left( \cos \varphi - \frac{1}{3} \cos^3(\varphi) \right) \cdot \sin 2\omega t.$$

$$\text{При } \varphi = 0 \quad e = -\frac{1}{3} \mu_0 N_B \cdot d \cdot h \cdot M \cdot \alpha_{00}^2 \cdot \omega \cdot \sin 2\omega t, \text{ при } \varphi = \pi/2$$

$e = 0$ .

Таким образом теоретическая модель показывает, что индуцируемая в контуре ЭДС за счет вращательных колебаний магнитных

наночастиц в звуковой волне изменяется с удвоенной частотой. Этот вывод подтверждается полученными опытными данными (рис. 3),

По-видимому, максимальный угол качания усредненного магнитного момента  $\alpha_{00}$  будет зависеть от напряженности намагничивающего поля, угла, образованного направлениями нормали к контуру и магнитного поля, вязкости дисперсионной среды, амплитуды звуковой волны. Последняя зависимость в первом приближении должна быть линейной. Поэтому зависимость амплитуды индуцируемой в контуре ЭДС от амплитуды звуковой волны имеет параболический характер, что также подтверждается экспериментом (рис. 4).

Концепция предложенной модели не противоречит опытным данным по зависимости амплитуды АМЭ от угла наклона магнитного поля (рис. 6).

Выводы модельной теории частично согласуются и с результатами измерений азимутальной зависимости амплитуды вращательного АМЭ (рис. 7): максимальное значение амплитуды АМЭ получает при  $\varphi = 0$ , отсутствие АМЭ наблюдается при  $\varphi = \pi/2$ . Вместе с тем имеется и определенное количественное расхождение между выводами теории (пунктирная кривая на рис. 7) и экспериментальными данными. Это расхождение, по-видимому, связано с несовершенством предложенной простой модельной теории, в которой, в частности, не учитывается тепловое движение частиц и распределение магнитных моментов частиц по направлениям.

### Выводы

Впервые получены экспериментальные данные, свидетельствующие о возможности индикации вращательных колебаний магнитных наночастиц в ультразвуковой волне на основе акустомагнитного эффекта в МЖ. Результаты экспериментальных исследований сопоставляются с выводами простой модельной теории.

Сравнительный анализ показывает, во-первых, что модельная теория правильно предсказывает эффект удвоения частоты АМЭ на вращательных колебаниях; во-вторых, что полученные экспериментальные данные и представления, вытекающие из модельной теории, согласуются между собой в том, что зависимость амплитуды вращательного АМЭ от амплитуды звуковой волны носит параболический характер, и что амплитуда АМЭ должна уменьшаться по мере увеличения угла наклона магнитного поля; в-третьих, что выводы модельной теории частично согласуются и с результатами измерений азиму-

тальной зависимости амплитуды вращательного АМЭ: максимальное значение амплитуды при  $\varphi = 0$ , отсутствие АМЭ при  $\varphi = \pi/2$ .

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Полуниин В.М. Акустические свойства магнитных жидкостей. – Курск: КГТУ, 2006. 284 с.
2. Полуниин В.М. Релаксация намагниченности и распространение звука в магнитной жидкости // Акустический журнал. – 1983. – Т.29. – №6. – С. 820–823.

### ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ НА ЕЁ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

**Зубко В.И., Лесникович А.И., Зубко Д.В.,  
Романчик В.С., Воробьева С.А., Сицко Г.Н.**

Белорусский государственный университет

220050, г. Минск, пр-т Независимости, 2. E-mail: [Zubko@bsu.by](mailto:Zubko@bsu.by)



Зубко В.И. окончил физический факультет Белорусского государственного университета (БГУ) по специальности радиофизика и электроника. Работает на кафедре биофизики физического факультета БГУ в должности ведущего научного сотрудника, ученая степень - кандидат технических наук, ученые звания - старший научный сотрудник, доцент. Научным направлением является исследование и разработка импедансных методов контроля и диагностики электрических свойств коллоидно - дисперсных систем. В области создания новых композиционных материалов и оперативных методов контроля и диагностики опубликовано в печати свыше 70 научных работ, в том числе 40 статей в рецензируемых отечественных и зарубежных журналах. Результаты работы внедрены в производство на ряде предприятий Республики Беларусь.

Теоретическими и экспериментальными исследованиями показано, что для анализа влияния факторов, определяющих в основном внутреннюю структуру магнитной жидкости (МЖ), может быть использована трехэлементная модель [1], которая представлена на рис.1, А, В, С. Согласно данной модели структура МЖ может быть представлена, как состоящая из трех зон. Постоянный ток может протекать тремя путями (см. рис.1, А). 1 – последовательно через дисперсионную среду (ДС) и частицы дисперсной фазы (ДФ); 2 – через частицы ДФ, находящиеся в контакте друг с другом (включая при этом оболочки из поверхностно-активного вещества вокруг каждой части-

цы); 3 – только через дисперсионную среду. Упрощенная трехэлементная модель МЖ для свойств постоянного тока, представляющая ситуацию на рис. 1, А, показана на рис.1, В. Расширение этой же модели для свойств переменного тока представлено параллельной схемой (см. рис.1, С), состоящей из резистора и конденсатора. Импеданс каждой зоны определяется её геометрическими размерами ( $a, b, c, d$ ) и композиционными свойствами – диэлектрической проницаемостью ( $\varepsilon_r, \varepsilon_s$ ) и удельной проводимостью ( $\sigma_r, \sigma_s$ ) ДФ и ДС магнитной жидкости.

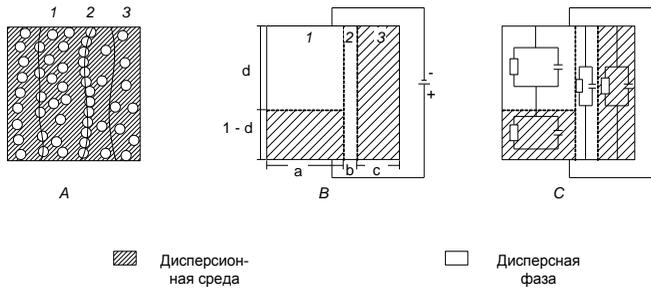


Рис. 1. Модель магнитной жидкости

А. Схематическое представление прохождения тока через образец МЖ: 1 – последовательно через ДС и частицы ДФ ; 2 – через частицы ДФ, находящиеся в контакте друг с другом; 3 – только через ДС. В. Упрощенная модель для удельной проводимости для свойств постоянного тока, представляет ситуацию, показанную в А. Здесь различные зоны, представляют собой отдельные сопротивления с указанными размерами,  $a + b + c = 1$  см. С. Расширение этой же модели для свойств переменного тока представлено параллельной цепочкой, состоящей из резистора и конденсатора. Каждая зона представлена параллельной схемой, состоящей из резистора и конденсатора.

Полная удельная проводимость ( $y$ ) для трехэлементной модели МЖ, может быть рассчитана элементарным анализом схемы:

$$\begin{aligned}
 \text{Элемент 1:} \quad y_1 &= \left[ \frac{1-d}{a\sigma_s + j\omega\varepsilon_0 a\varepsilon_s} + \frac{d}{(a\sigma_r + j\omega\varepsilon_0 a\varepsilon_r)} \right]^{-1}; \\
 \text{Элемент 2:} \quad y_2 &= b\sigma_r + j\omega\varepsilon_0 b\varepsilon_r; \\
 \text{Элемент 3:} \quad y_3 &= c\sigma_s + j\omega\varepsilon_0 c\varepsilon_s; \\
 \text{Элемент 1, 2, 3:} \quad y &= y_1 + y_2 + y_3.
 \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь  $a, b, c, d$  – геометрические размеры, образующих зон МЖ;  $\varepsilon_r, \varepsilon_s, \sigma_r, \sigma_s$  – диэлектрическая проницаемость и удельная электрическая проводимость дисперсной и дисперсионной фаз МЖ;

$\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \Phi / м$  – электрическая постоянная;  $\omega$  – угловая частота;  $j = \sqrt{-1}$ .

Разделяя действительные и мнимые части полной проводимости, получим выражения для вычисления относительной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon'_{meop.}$  и удельного сопротивления  $(\rho_{meop.})^{-1}$ , применительно к трехэлементной модели МЖ:

$$\varepsilon'_{meop.} = \frac{a}{d(1-d)S} \left[ \frac{\varepsilon_r \sigma_s^2}{1-d} + \frac{\varepsilon_s \sigma_r^2}{d} + \omega^2 \varepsilon_0^2 \left( \frac{\varepsilon_r \varepsilon_s^2}{1-d} + \frac{\varepsilon_r^2 \varepsilon_s}{d} \right) \right] + b\varepsilon_r + c\varepsilon_s, \quad (2)$$

$$(\rho)_{meop.}^{-1} = \frac{a}{d(1-d)S} \left[ \frac{\sigma_r \sigma_s^2}{1-d} + \frac{\sigma_r^2 \sigma_s}{d} + \omega^2 \varepsilon_0^2 \left( \frac{\varepsilon_s^2 \sigma_r}{1-d} + \frac{\varepsilon_r^2 \sigma_s}{d} \right) \right] + b\sigma_r + c\sigma_s, \quad (3)$$

где 
$$S = \left( \frac{\sigma_s}{1-d} + \frac{\sigma_r}{d} \right)^2 + \omega^2 \varepsilon_0^2 \left( \frac{\varepsilon_s}{1-d} + \frac{\varepsilon_r}{d} \right)^2. \quad (4)$$

В работе представлены результаты исследований характеристик  $\varepsilon$  и  $\rho$  магнитной жидкости на основе турбинного масла с использованием олеиновой кислоты в качестве поверхностно-активного вещества (ПАВ). Исследованы изменения электрических свойств МЖ в диапазоне частот  $10^2 - 10^7$  Гц для различных концентраций частиц ДФ: 6,5; 11 и 30 масс. %. Общей тенденцией является понижение абсолютных величин  $\varepsilon$ ,  $\rho$  магнитной жидкости с повышением частоты электрического поля (рис. 2, 3). Наблюдаемые частотные зависимости  $\varepsilon$  и  $\rho$  МЖ обусловлены характером прохождения электрического тока различной частоты через измерительную ячейку с МЖ и связаны с накоплением объемного заряда на границе раздела фаз (электрод – МЖ, ДС – МЖ, ДС – защитный слой ПАВ, защитный слой ПАВ – частицы ДФ).

При низких частотах, когда время релаксации слишком мало по сравнению с периодом электрических колебаний, заряд успевает накапливаться на границе раздела фаз и величина диэлектрической проницаемости достигает относительно больших значений. В этих условиях полидисперсные частицы дисперсной фазы, покрытые мономолекулярным защитным слоем олеиновой кислоты, обладают до-

статочно высоким электрическим сопротивлением. С повышением частоты электрического поля время релаксации оказывается большим по сравнению с периодом электрических колебаний и электросопротивление защитного слоя ПАВ понижается, что создает реальные условия для прохождения переменного тока через частицы дисперсной фазы. Это приводит к увеличению поперечного сечения проводящего компонента и, соответственно, понижению величин электросопротивления МЖ.

Анализ частотных зависимостей для различных концентраций частиц ДФ позволил выявить особенности изменения электрических характеристик МЖ, которые заключаются в следующем. Повышение концентрации частиц ДФ в МЖ на основе турбинного масла приводит к возрастанию величины  $\varepsilon$ , тогда как величина  $\rho$  понижается. Видно, что при относительно низких концентрациях частиц ДФ наблюдается наиболее выраженное изменение  $\rho$ , так как основной вклад в проводимость МЖ вносят свободные заряды, см. рис. 3. В противоположность этому при относительно высоких массовых долях ДФ наиболее выраженное изменение испытывает величина  $\varepsilon$ , что связано с преобладанием поляризационных явлений, см. рис. 2. Полученные результаты исследований МЖ на основе турбинного масла свидетельствуют о существовании критической концентрационной области, характеризующейся выраженным изменением характера проводимости в МЖ. Вместе с этим резкое изменение претерпевает также величина времени релаксации зарядов, экстремальное значение которой лежит в критической концентрационной области, см. рис. 2. Независимо от соотношения того или иного процесса, протекающего в МЖ при наложении переменного тока различной частоты, общим физическим механизмом является накопление объемного заряда на границе раздела фаз [2, 3].

Выражения (2) и (3) использованы для вычисления относительной диэлектрической проницаемости и удельной электрической проводимости МЖ на основе турбинного масла в диапазоне частот  $10^2 - 10^7$  Гц. Для этого была разработана программа для персонального компьютера, обеспечивающая оптимизацию композиционных ( $\varepsilon_r$ ,  $\sigma_r$  и  $\varepsilon_s$ ,  $\sigma_s$ ) и геометрических ( $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$ ) параметров МЖ в диапазоне частот  $10^2 - 10^7$  Гц, необходимых для наилучшего соответствия между теоретическими и экспериментальными данными. Сравнение значений  $\varepsilon'_{теор.}$  и  $\sigma_{теор.}$  МЖ на основе турбинного масла, рассчитанных по формулам (2) и (3) и полученных экспериментальных

данных, приведенных на рис. 2, 3 дает хорошее совпадение результатов.

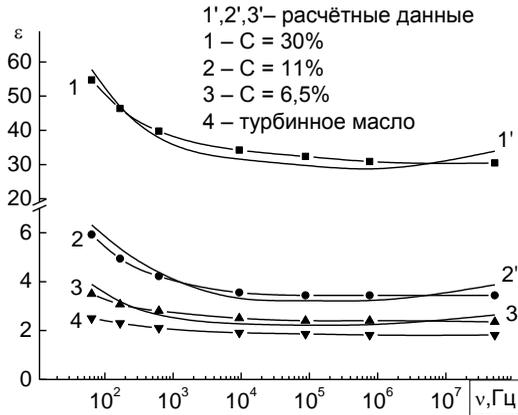


Рис.2. Экспериментальные данные и рассчитанные значения относительной диэлектрической проницаемости МЖ на основе турбинного масла.

1, 2, 3 – экспериментальные данные; 1', 2', 3' – расчётные значения

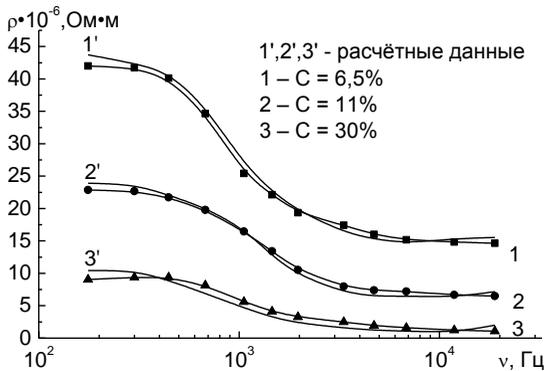


Рис. 3. Экспериментальные данные и рассчитанные значения удельного электрического сопротивления МЖ на основе турбинного масла:

1, 2, 3 – экспериментальные данные; 1', 2', 3' – расчётные значения

Проверку на адекватность полученных уравнений (2) и (3) с учетом оптимизированных композиционных свойств и геометрических размеров для МЖ на основе турбинного масла осуществляли по

критерию Фишера. При этом, для уравнения (2) получено, что  $F_{рас.} = 2,608$ ;  $F_T = 2,71$ ; дисперсия оценочного уравнения не превышает 0,0184, а для уравнения (3) –  $F_{рас.} = 2,538$ ;  $F_T = 2,71$ ; дисперсия оценочного уравнения не превышает 0,0188. Это позволяет использовать уравнения (2) и (3) для вычисления диэлектрической проницаемости и удельной электрической проводимости МЖ через её композиционные свойства и геометрические размеры.

Следовательно, структура МЖ может контролироваться совокупностью её композиционных свойств ( $\varepsilon_r$ ,  $\varepsilon_s$ ,  $\sigma_r$ ,  $\sigma_s$ ) и геометрических размеров ( $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$ ).

Таким образом, трехэлементная модель и данные электрической дисперсии могут быть использованы для контроля и диагностики структуры магнитной жидкости по её композиционным свойствам и геометрическим размерам с целью улучшения эксплуатационных свойств МЖ.

Работа выполнена при поддержке БРФФИ (Проект № Ф07-112).

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Sachs S.B. and Spiegler K.S. // J. of Physical Chemistry. – Vol. – 68. – 1964. – p. 1214–1222.
2. Зубко В.И., Лесникович А.И., Воробьева С.А., Сишко Г.Н., Коробов В.А., Мушинский В.В., Собаль Н.С. // Весці НАН Беларусі. – Сер. фіз.-тех. навук. – 1998. – № 4. – С. 68–72.
3. Zubko V.I., Lesnikovich A.I., Zubko D.V., Vorobyova S.A., Sitsko G.N. // Magnetohydrodynamics. – 2007. – Vol. 43. – № 4. – P. 459–465.

## МАГНИТОДИНАМИКА СУСПЕНЗИЙ ВЫСОКОКОЭРЦИТИВНЫХ ЧАСТИЦ В ПРОСТЫХ И ВЯЗКОУПРУГИХ ЖИДКОСТЯХ

**Кашевский Б.Э., Кашевский С.Б., Прохоров И.В.**

Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси  
220072, г. Минск, ул. П.Бровки, 15, e-mail: [bekas@itmo.by](mailto:bekas@itmo.by)

Поведения малых магнитных частиц в мягких матрицах представляет интерес для задач магнитной гипертермии и зондирования свойств среды. Здесь представлены результаты изучения магнитодинамики разбавленных систем высококоэрцитивных субмикронных игольчатых частиц, взвешенных в простых и вязкоупругих жидкостях

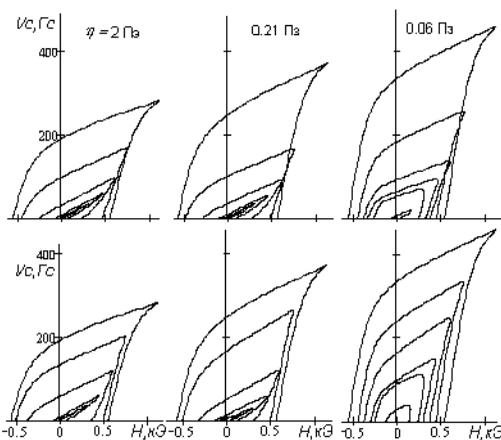


Рис.1. Кривые динамического намагничивания суспензий диоксида хрома в жидкостях с разной вязкостью. Верхний ряд – амплитуда поля нарастает, нижний – уменьшается

и возбуждаемых переменным магнитным полем с частотой 430 Гц и амплитудой до 1200 Э.

Переменное создавали в соленоиде, включенном в резонансный колебательный LC – контур. Динамическую намагниченность  $I$  определяли путем интегрирования ЭДС, вырабатываемой парой помещенных в соленоид скомпенсированных измерительных катушек, в одну из которых помещали цилиндрический контейнер с исследуемым материалом. Малая концентрация частиц позволяла пренебречь вкладом размагничивающего поля образца, принимая поле в нем равным внешнему полю. Индукцию последнего измеряли датчиком Холла. Сигналы измерительных катушек и датчика Холла регистрировали в памяти ПК с помощью двухканального аналого-цифрового преобразователя с частотой выборки по каждому каналу 1 МГц.

В экспериментах использовали промышленный порошок игольчатых частиц  $CrO_2$  с длинной осью около 0.5 мкм и соотношением осей 10:1. Плотность частиц  $4.9 \text{ г/см}^3$ , намагниченность насыщения  $I_{sb} = 480 \text{ Гс}$ , коэрцитивная сила  $\sim 600 \text{ Э}$ . В опытах с простыми несущими жидкостями использовали автомобильное масло (АМ) с вязкостью  $\eta = 2 \text{ Пз}$ , гидравлическое масло АМГ ( $\eta = 0.21 \text{ Пз}$ ) и смесь АМГ с керосином (АМГК) с вязкостью 0.06 Пз. Суспензию гомогенизировали диспергатором ИКА Т 10 basic с насадкой S 10N-10G. В опы-

тах с вязкоупругими носителями в качестве основы использовали медицинский препарат «Гемодез», содержащий низкомолекулярный полимер. После диспергирования частиц в гемодезе в суспензию вводили небольшие количества высокомолекулярного полимера WSR-301. Изучены образцы с массовым содержанием полимера  $c_{mp} = 0, 0.011, 0.023, 0.053, 0.21, 0.63$  и  $1.25$  мг/мл. Содержание частиц во всех образцах имело одинаковую величину  $25$  мг/мл ( $c = 0.005$ ). Общая особенность магнитного поведения суспензий состоит в большей или меньшей (в зависимости от вязкости среды) нестабильности магнит-

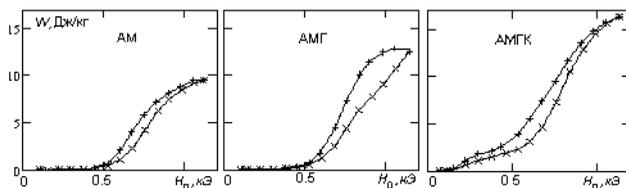


Рис.2. Диссипация энергии в одном цикле намагничивания (на  $1$  кг частиц) в различных суспензиях при увеличении ( $\times$ ) и уменьшении ( $+$ ) амплитуды поля  $H_0$

ного отклика. Частично это обусловлено изначально присутствующими агрегатами со скомпенсированным магнитным моментом.

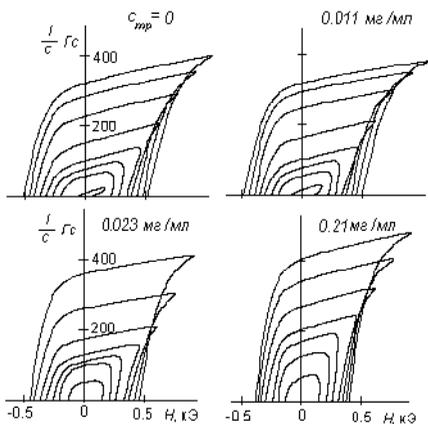


Рис.3. Кривые динамического намагничивания суспензий на основе растворов полимера разной концентрации

После одного цикла воздействия, заключающегося с постепенном нарастании и последующем уменьшении амплитуды поля (тренировка) магнитное состояние агрегатов и, как следствие, отклик суспензии относительно стабилизируются, что позволяет выполнить воспроизводимые измерения. Динамические петли гистерезиса «тренированных» суспензий диоксида хрома в простых жидкостях

представлены на рис. 1. На рис. 2 изображена в зависимости от нарастающей и спадающей амплитуды поля величина поглощаемой суспензиями энергии.

Придание жидкости упругих свойств существенно изменяет магнитодинамику суспензии. Динамические кривые намагничивания суспензий на основе растворов полимера разной концентрации изображены на рис. 3.

Для интерпретации полученных данных построена модель динамики частиц в реологически сложной среде. За основу взята механическая модель, представленная на рис. 4.

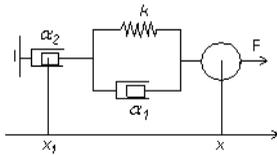


Рис.4. Механическая модель вязкоупругой среды

Действующая на частицу внешняя сила  $F$  уравнивается соединенными последовательно упругим элементом с трением ( $k$  – коэффициент упругости,  $\alpha_1$  – коэффициент вязкого трения) и чисто вязким элементом с коэффициентом трения  $\alpha_2$ . Запишем уравнения баланса сил в точках  $x$  и  $x_1$ :

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

В свободном состоянии  $x - x_1 = L$ . В динамике  $x - x_1 - L = \xi$ , где  $\xi$  – параметр, характеризующий упругую деформацию среды. При этом выписанные выше уравнения принимают вид

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

Для плоского вращательного движения частицы с единственным выделенным направлением аналогичные уравнения можно записать для угловых переменных:

$$\frac{d\xi}{dt} = \frac{1}{\alpha_1}(M - k\xi), \quad \frac{d\theta}{dt} = \frac{d\xi}{dt} + \frac{1}{\alpha_2}M \quad (2)$$

Здесь  $\theta$  – угол ориентации оси частицы,  $M$  – внешний момент сил. В частном случае максвелловской вязкоупругой среды ( $\alpha_1 = 0$ )

$$\xi = k^{-1}M, \quad \frac{d\theta}{dt} = \frac{1}{k} \frac{dM}{dt} + \frac{1}{\alpha_2}M \quad (3)$$

В пределе  $\alpha_2 \rightarrow \infty$  получаем модель упруго-вязкой среды

Дальнейшее рассмотрение выполнено для модели когерентно перематрицаемого (однодоменного) эллипсоида [1]. Уравнения ори-

ентационной динамики однодоменной частицы получены в следующей безразмерной форме

$$\frac{d\xi}{d\tau} = -A(p \sin(\theta - \varphi) + \kappa \xi), \quad \frac{d\theta}{d\tau} = \frac{d\xi}{d\tau} - p \sin(\theta - \varphi) \quad (4)$$

Здесь  $p = p_0 \sin(\nu\tau)$ ,  $p_0 = H_0 I_{sb} / K$ ,  $H_0$  - амплитуда поля,  $K$  - константа эффективной магнитной анизотропии,  $\nu = \omega t^*$ ,  $\tau = t / t^*$ ,  $t^* = \alpha_2 / K = 6\alpha\eta / K$  - масштаб времени,  $\alpha$  - параметр формы частицы,  $\kappa = k / KV$ ,  $A = \alpha_2 / \alpha_1$ ,  $\varphi$  - угол ориентации магнитного момента частицы относительно оси анизотропии, который находится из дополнительного уравнения,

$$p(t) \sin(\theta - \varphi) = \sin 2\varphi, \quad (5)$$

выражающего условие условия минимума энергии частицы. Для случая  $A \rightarrow \infty$  (вязко-упругая среда Максвелла)

$$\xi = -\frac{p}{\kappa} \sin(\theta - \varphi), \quad \frac{d\theta}{d\tau} = -\frac{1}{\kappa} \frac{d(p \sin(\theta - \varphi))}{d\tau} - p \sin(\theta - \varphi) \quad (6)$$

Для среды Максвелла из полученных уравнений в пределе малых амплитуд и произвольных частот поля получаем нелинейное дифференциальное уравнение для относительной намагниченности  $i = I / I_{sb}$  в форме

$$\left[ 1 + pi \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{\kappa} \right) \right] \frac{di}{d\tau} = \left[ \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{\kappa} \right) \frac{dp}{d\tau} + p \right] (1 - i^2). \quad (7)$$

Для общей реологической модели в приближении высоких частот и малых амплитуд находим уравнение

$$\frac{i}{p_0} = \left( \frac{1}{2} + \frac{A^2 \kappa}{\nu^2 + A^2 \kappa^2} \right) \sin \omega t - \left( \frac{1}{\nu} + \frac{\nu A}{\nu^2 + A^2 \kappa^2} \right) \cos \omega t,$$

которое описывает на плоскости  $i(p)$  циклическую кривую намагничивания в форме эллипса, параметры которого связаны с параметрами поля, частиц и среды. Рис. 5 иллюстрирует влияние характеристик простой и вязкоупругой жидкостей на кривые динамического намагничивания суспензии высококоэрцитивных частиц в переменном поле малой амплитуды. Как представляется, именно изучение магнитодинамики в малых (по сравнению с коэрцитивной силой частиц) полях может применяться для зондирования свойств среды, поскольку необратимое перемагничивание частиц в сильном поле описывается однодоменной теорией слишком грубо.

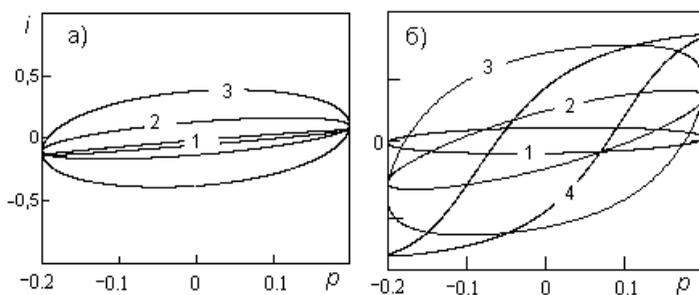


Рис. 5. Формы отклика простой (а: 1,2,3 -вязкость уменьшается) и вязкоупругой (б) жидкостей на переменное поле малой амплитуды. Кривые б(1-4) получены для безразмерной частоты  $\nu = 2$  и значений  $(A, \kappa) = (10, 1.0), (10, 0.5), (10, 0.1)$  и  $(50, 0.1)$  соответственно

Работа частично профинансирована БРФФИ (проект X08-257).

## ТРАНСФОРМАЦИЯ ДИСПЕРСНОЙ СТРУКТУРЫ В СОХНУЩЕЙ ПОЛИМЕРНОЙ ПЛЕНКЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Кашевский С. Б.

Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси

220072, г. Минск, ул. П.Бровки, 15.

E-mail: sbkashevski@tut.by

**Введение.** Под действием вращающегося магнитного поля в суспензии ферромагнитных частиц могут формироваться объемно-ориентированные когерентные дисперсные структуры [1, 2], что представляет интерес для получения структурированных наполненных полментых материалов с особыми свойствами. Процесс отверждения матрицы, однако, не сводится к простой фиксации дисперсной структуры, поскольку сопровождается не только резким изменением ее вязкости, но, зачастую, существенным изменением объема. Здесь представлены результаты сравнительного исследования процесса трансформации дисперсной магнитной структуры в сохнущих слоях раствора полимера с постоянной и переменной вязкостью. Для моделирования дисперсной структуры применен метод молекулярной динамики ансамбля взаимодействующих магнитных частиц при воздействии быстровращающегося магнитного поля круговой поляризации. Используемая модель [3], обобщена с учетом гидродинамического взаимодействия частиц.

**Изменение толщины слоя и вязкости раствора полимера в процессе сушки.** Согласно численному моделированию кинетики формирования пленки из раствора полимера [4], характер процесса определяется соотношением молекулярных масс растворителя и полимера,  $M$ , и отношением времени испарения слоя чистого растворителя к характерному времени диффузионного выравнивания концентрации,  $A = D/(wh_0)$ , где  $D$  – коэффициент взаимной диффузии полимера и растворителя,  $w$  – скорость испарения растворителя,  $h_0$  – начальная толщина пленки. В случае интенсивной диффузии ( $A > 10$ ) высокомолекулярного полимера в низкомолекулярном растворителе ( $M < 0.001$ ), концентрация полимера практически однородна по толщине слоя, а сушка происходит с постоянной скоростью [4]:

$$h(\tau) = h_r + (h_0 - h_r) \left( 1 - \frac{\tau}{\tau_r} \right). \quad (1)$$

Здесь  $h_f$  – толщина пленки,  $\tau_f$  – время ее формирования.

Испарение растворителя сопровождается увеличением вязкости раствора. Учет кинетики вязкости реализован на базе результатов ее экспериментального измерения в процессе сушки 100-микронного слоя раствора полимера [5], согласно которым, вязкость слоя со временем увеличивается по экспоненциальному закону:  $\eta = \eta_0 \exp(k\tau)$ . Используя (1), переходим к зависимости вязкости от толщины слоя:

$$\eta = \eta_0 \exp\left[k\tau_f \frac{h_0 - h(\tau)}{h_0 - h_f}\right].$$

**Магнитное взаимодействие частиц.** Рассмотрение проведено в высокочастотном пределе, когда смещение частиц за период вращения поля ничтожно мало, и их поведение на временах, больших по сравнению с периодом изменения поля, можно описывать стационарным псевдопотенциалом диполь-дипольного взаимодействия, получаемым путем усреднения истинного потенциала по ориентационным переменным за период изменения поля [3]:

$$\langle U_{\beta\alpha} \rangle = -\frac{m^2}{2R_{\beta\alpha}^3} [1 - 3(\mathbf{p}_{\beta\alpha} \mathbf{n})^2],$$

где  $\mathbf{p}_{\beta\alpha}$  – единичный вектор, направленный от частицы  $\beta$  к  $\alpha$ ,  $\mathbf{p}_{\beta\alpha} = \mathbf{R}_{\beta\alpha} / R_{\beta\alpha}$ ,  $R_{\beta\alpha}$  – расстояние между центрами частиц,  $\mathbf{n}$  – нормаль к плоскости поляризации магнитного поля. При этом сила, действующая на частицу  $\alpha$  со стороны  $\beta$ , запишется в виде

$$\mathbf{F}_{\beta\alpha}^m = \frac{3a^6 H^2}{2R_{\beta\alpha}^4} [\mathbf{p}_{\beta\alpha} - 2\mathbf{n}(\mathbf{p}_{\beta\alpha} \mathbf{n}) + 5\mathbf{p}_{\beta\alpha} (\mathbf{p}_{\beta\alpha} \mathbf{n})^2].$$

Взаимное проникновение частиц исключаем, вводя силу отталкивания  $\mathbf{F}'_{\beta\alpha}$  [3]. Непроницаемость границ моделируем в процессе вычислений «жестко», удерживая частицы на расстоянии 0.1 от границ. Полную силу, действующую на частицу  $\alpha$  со стороны всех других частиц, получаем суммированием сил парного взаимодействия:

$$\mathbf{F}_\alpha = \sum_{\beta \neq \alpha} \mathbf{F}_{\beta\alpha}, \quad \mathbf{F}_{\beta\alpha} = \mathbf{F}_{\beta\alpha}^m + \mathbf{F}'_{\beta\alpha}. \quad (2)$$

Уравнения движения без учета гидродинамического взаимодействия получаем из условия взаимной компенсации сил (2) и сил вязкого сопротивления. Используя масштаб расстояния  $2a$ , масштаб времени  $t^* = 18\eta_0 / (\pi l^2)$  и вводя обозначения  $\tau = t/t^*$ ,  $\beta = \eta/\eta_0$  имеем:

$$\frac{d\mathbf{r}_\alpha}{d\tau} = \frac{\mathbf{f}_\alpha}{\beta}, \quad \mathbf{f}_\alpha = \sum_{\beta \neq \alpha} \mathbf{f}_{\beta\alpha}^m + \sum_{\beta \neq \alpha} \mathbf{f}_{\beta\alpha}^i \quad (\alpha = 1..N), \quad (3)$$

$$\mathbf{f}_{\beta\alpha}^m = -\frac{1}{4r_{\beta\alpha}^4} [\mathbf{p}_{\beta\alpha} + 2n(\mathbf{p}_{\beta\alpha} \mathbf{n}) - 5\mathbf{p}_{\beta\alpha} (\mathbf{p}_{\beta\alpha} \mathbf{n})^2].$$

Для учета гидродинамического взаимодействия в ансамбле частиц, использовался общий подход [6] для безынерционного движения изолированной пары сферических частиц, согласно которому скорость каждой частицы есть линейная функция внешних сил, действующих на обе частицы. Суммарное гидродинамическое влияние окружающих частиц описываем эффективным тензором подвижности  $\mathbf{E}$ , который получен путем добавления к изотропной составляющей суммы тензоров влияния [3]. Уравнения движения в безразмерных переменных запишем в форме

$$\frac{d\mathbf{r}_i^\alpha}{d\tau} = \frac{\mathbf{f}_i^\alpha \mathbf{E}_{ij}^\alpha}{\beta}.$$

**Численный эксперимент.** Ансамбль из  $N = 1000$  частиц размещаем генератором случайных чисел в прямоугольном боксе с основанием  $L_x L_y$  и высотой  $L_z$  (в диаметрах частицы). Выбирая объемную концентрацию частиц  $c = \pi N / (6L_x L_y L_z) = 0.05$ , высоту бокса  $L_z = 10$  и длину  $L_y = 33.3$ , находим ширину  $L_x = 32$ . По оси  $OY$  задаем условие периодичности.

Формирование структуры и ее фиксацию в процессе испарения растворителя из раствора полимера рассматриваем в два этапа. Полагаем, что на первом этапе структурообразование происходит в слое без испарения при постоянных толщине и вязкости. В дальнейшем рассмотрим трансформацию полученной структуры в сохнувшем слое в рамках различных приближений (с учетом гидродинамического взаимодействия и без), и изучим влияние, которое оказывают на результирующую структуру нарастающая вязкость жидкой матрицы.

Структура, сформированная из исходного разупорядоченного состояния (рис. 1, а) в слое с постоянными характеристиками иллюстрируется рис. 1, б. Как видим, существующие в системе кластеры имеют плоскую форму (в плоскости вращения поля), а результирующая структура представляет собой упорядоченную совокупность изолированных дисперсных слоев, ориентированных в плоскости поляризации поля.

Перейдем к изучению трансформации возникшей на первом этапе структуры в процессе сушки слоя. Полагаем, что толщина поли-

мерной пленки, образующейся при полном испарении растворителя, составляет  $1/3$  от исходной толщины. Для начала рассмотрим влияние гидродинамического взаимодействия частиц, полагая вязкость жидкости в сохнувшем слое постоянной. Состояния системы, возникшие по окончании сушки в различных рассматриваемых случаях, представлены на рис. 1, с, d. Как видим, в случае «выключенного» гидродинамического взаимодействия (рис. 1, с) сплошные дисперсные слои распадаются на большое количество изолированных плоских кластеров. Гидродинамическое взаимодействие частиц способствует формированию более упорядоченной структуры (рис. 1, d). Причиной этому, как показывает наблюдение за процессом трансформации структуры в численном эксперименте, является изменение характера разрушения сдавливаемых дисперсных слоев. Из-за уменьшения относительной подвижности частиц вследствие их гидродинамического взаимодействия слои расщепляются на крупные плоские осколки, тогда как без учета гидродинамического взаимодействия трансформация происходит путем отслоения единичных частиц и цепочек. Отметим, что в системе с гидродинамическим взаимодействием наблюдается эффект уширения сдавливаемых кластеров без их распада. Распад начинается при уменьшении толщины пленки до  $h = 0.53h_0$  (против  $0.67h_0$  без гидродинамического взаимодействия).

Учет нарастания вязкости в процессе испарения растворителя приводит к кардинальному изменению поведения системы, что обусловлено уменьшением подвижности частиц. Так, к моменту уменьшения толщины пленки до  $h = 0.67h_0$  (когда формируются плотно упакованные плоские слои) вязкость жидкости увеличивается на порядок и, следовательно, на порядок уменьшается скорость движения частиц при заданном распределении сил. В итоге дисперсные слои при уменьшении толщины пленки преимущественно сминаются в жгуты. Конечная структура, сформировавшаяся с нарастающей вязкостью, полученная с учетом и без учета гидродинамического взаимодействия, представлена на рис. 1, e, f (вид сверху). Отметим, что эффект гидродинамического взаимодействия частиц и в этом случае оказывается весьма существенным. Прежде всего, это относится к структуре формируемых жгутов. Без учета гидродинамического взаимодействия жгуты рыхлые (состояние остановленного распада), а с учетом – плотные.

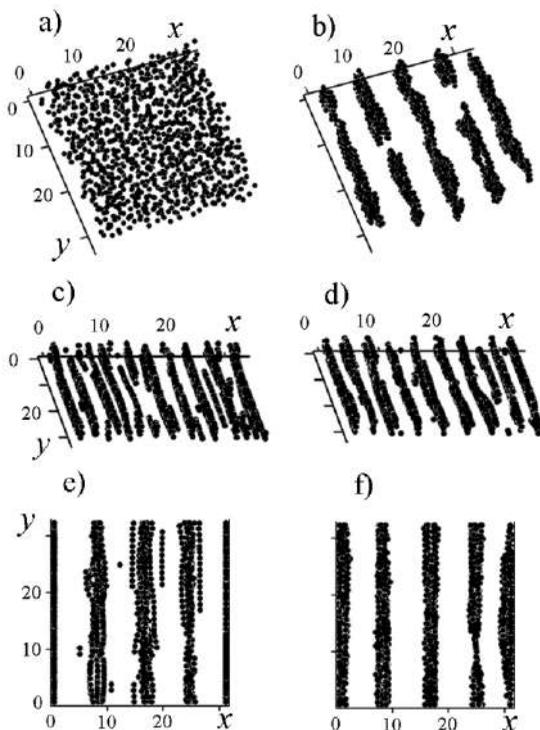


Рис. 1. Формирование структуры при различных режимах сушки (а – первоначальное распределение частиц; б – структура, сформированная на первом этапе; с, d – постоянная вязкость, с учетом гидродинамического взаимодействия и без учета соответственно; е, f – переменная вязкость, с учетом гидродинамического взаимодействия и без учета соответственно)

**Заключение.** Дальнействующие межчастичные магнитные взаимодействия, возникающие при намагничивании внешним полем системы взвешенных в жидкой матрице магнитных частиц, приводят к формированию дисперсных структур. Последующее отверждение матрицы позволяет получать объемно-упорядоченные композиционные материалы с особыми свойствами. Геометрические свойства формируемой дисперсной структуры определяются как концентрацией частиц, так и силовыми, геометрическими и временными параметрами магнитного воздействия. В быстро вращающихся полях (по сравнению со временем формирования волокнистой структуры) геометрия

структуры определяется плоскостью вращения поля и имеет слоистый характер. Предложенная модель процессов формирования и трансформации подобной структуры в сохнущем слое полимера составляет основу компьютерного конструирования наполненных объемно-упорядоченных пленочных композиционных материалов. При этом важное значение имеет учет гидродинамического взаимодействия подвижных частиц.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Кашевский Б.Э. Когерентные дисперсные структуры в магнитных суспензиях // Колл. журн. – 2003. – Т. 65. – № 3. – С. 352–355.
2. Melle S., Fuller G., Rubio M. Structure and dynamics of magnetorheological fluids in rotating magnetic fields // Phys. Rev. E. – 2000. – V. 61. – № 4. – P. 4111–4117.
3. Кашевский С.Б. Структурная самоорганизация монослоя частиц ферросуспензии в высокочастотном эллиптически поляризованном поле // Колл. журн. – 2006. – Т.68. – № 1. – С. 1–7.
4. Кашевский С.Б. Численное моделирование диффузионно-лимитируемой кинетики формирования тонкой пленки из раствора полимера. I. Постоянный коэффициент диффузии // ИФЖ. – 2004. – Т. 77. – № 2. – С. 141–147.
5. Shulman Z.P., Kashevski S.B. and Prokhorov I.V. Field-induced Structuring and Light Transmission in a Gravitationally Stratified Ferrosuspension: an Application in Polymer Film Viscometry // Int. J. of Applied Mechanics and Engineering. – 2004. – Vol. 9. – No. 4. – P. 771–779.
6. Batchelor G.K. Brownian Diffusion of Particles with Hydrodynamic Interaction // J. Fluid Mech. 1976, 74: 1–29.

## ВЯЗКОСТЬ КОНЦЕНТРИРОВАННЫХ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Лебедев А.В.

Институт механики сплошных сред УрО РАН

614013 Пермь, ул. Королева, 1.

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



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

Целью предлагаемой работы является выяснение причин аномально сильной температурной зависимости вязкости концентрированных магнитных жидкостей. Согласно нашим данным, при концентрации частиц, близкой к предельной, изменение отношения вязкости магнетитовой жидкости к вязкости керосина  $\eta/\eta_0$  может достигать двух порядков. Конечно, небольшая доля эффекта может быть списана на тепловое расширение жидкости. Поскольку коэффициент теплового расширения магнетита на два порядка меньше коэффициента расширения керосина и олеиновой кислоты, то при нагревании происходит небольшое уменьшение гидродинамической концентрации частиц. Но этого явно недостаточно для объяснения полученных нами данных.

В качестве отправной точки выберем работу [1]. В [1] для описания концентрационной зависимости вязкости коллоидного раствора магнетита в керосине предложена модификация известной формулы Чонга [2]:

$$\frac{\eta}{\eta_0} = \left( 1 + 2.25 \frac{\varphi}{1 - \varphi/\varphi_p} \right)^2,$$

где  $\varphi$  - концентрация (объемная доля) частиц,  $\varphi_p$  – концентрация предельно плотной упаковки частиц.  $\varphi_p=0,605$  для случайной плотной упаковки одинаковых шаров. Согласно [1], модифицированная формула Чонга ближе других моделей к экспериментальным результатам в диапазоне концентраций  $0.6 \leq \varphi/\varphi_p \leq 1$ .

**Образцы** жидкости готовились из полуфабриката, полученного путем химического осаждения магнетита. В опытах использовалась специально выделенная из полуфабриката мелкодисперсная фракция (доля наиболее мелких частиц). Этот прием позволяет в значительной степени избавиться от агрегатов и добиться лучшего растворения частиц при повторной пептизации. Процесс выделения мелкой фракции в целом аналогичен работе [3].

Большое влияние на вязкость образцов оказывают операции, предшествовавшие измерениям вязкости. Для исключения (возможно-го уменьшения) погрешностей, связанных с предысторией образцов, все образцы готовились однотипно и отдельно для каждой концентрации.

Дисперсный состав образцов определялся путем магнитной гранулометрии четырех образцов различных концентраций по методике [4]. Распределение частиц по размерам аппроксимировалось гамма-распределением. Средние значения параметров составили  $x_0 = 0.58$  нм,  $\alpha = 14,0$ . Отклонение параметров от средних величин не превышало 3 – 4 %. Отметим, что с помощью магнитных измерений находится концентрация магнитной фазы  $\varphi_m$ . То есть та доля, которая участвует в процессах намагничивания.

Концентрация твердой фазы  $\varphi_T$  может быть найдена путем измерения плотности магнитной жидкости. Эта концентрация характеризует долю магнетита в магнитной жидкости. Необходимо заметить, что не весь объем частиц участвует в процессах намагничивания. Поверхностный слой частиц толщиной около одного периода решетки является немагнитным.

Все три концентрации: гидродинамическая  $\varphi$ , магнитная  $\varphi_m$  и твердотельная  $\varphi_T$  связаны между собой через параметры функции распределения частиц, толщину немагнитного слоя и длину молекул олеиновой кислоты [1]. Подбирая толщину немагнитного слоя для согласования  $\varphi_m$  с  $\varphi_T$  и считая длину молекул равной 2 нм, можно найти основное отношение  $\varphi/\varphi_T$  для расчета гидродинамической концентра-

ции. Для четырех исследованных образцов оно составило  $\varphi/\varphi_T = 2,61 \pm 0,01$ . В дальнейшем гидродинамическая концентрация образцов с концентрацией  $\varphi \geq 0,2$  рассчитывалась по их плотности.

В серии измерений разбавленных растворов  $\varphi \leq 0,2$  определялась путем измерения начальной восприимчивости.

**Измерения** выполнялись на ротационном вискозиметре фирмы Брукфильд. При малых концентрациях использовался вискозиметр Хепплера. Вязкость чистого керосина измерялась на капиллярном вискозиметре. У всех образцов, даже самых концентрированных, не было обнаружено неньютоновских свойств. Для образца концентрации  $\varphi = 0,591$  при комнатной температуре относительное отклонение динамической вязкости от константы в среднем 1,5 % в диапазоне скоростей сдвига от 0,24 до 3,2  $\text{с}^{-1}$ . Это позволяет использовать для измерений вискозиметры разного типа и однозначно интерпретировать их результаты.

На рис. 1 представлена концентрационная зависимость вязкости при температуре 20°C. Вязкость коллоида быстро нарастает с концентрацией, стремясь к бесконечности при  $\varphi \sim 0,6$ . Таким образом, представление частиц, покрытых слоем молекул олеиновой кислоты, как твердых сфер соответственно большего размера соответствует действительности. Как будет показано ниже, при высоких температурах это соответствие нарушается.

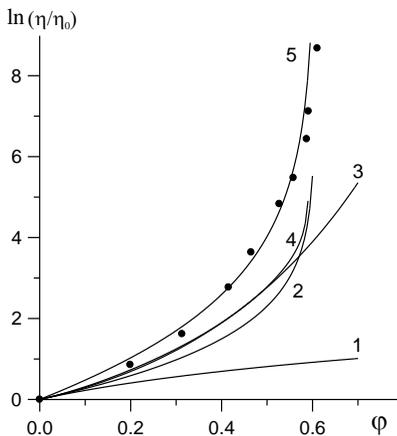


Рис. 1. Зависимость логарифма относительной вязкости ферроколлоида от гидродинамической концентрации при 20°C. 1 – формула Эйнштейна, 2 – Розенцвейга, 3 – Венда, 4 – Чоу, 5 – формула [1], точки – эксперимент.

Сплошными линиями на рис. 1 представлены результаты расчетов, выполненные в рамках теорий Эйнштейна, Розенцвейга, Венда [5], Чоу [6] и по формуле [1]. Наилучшее согласие с экспериментальными результатами имеет модифицированная формула, предложенная в [1].

Основой для модификации послужил тот факт, что в области малых концентраций коэффициент при разложении вязкости в ряд по концентрации равен не 2,5 как в формуле Эйнштейна, а 4,5 [7, 8]. С целью проверки соответствия асимпто-

тик были выполнены измерения вязкости в области малых концентраций. На рис. 2 представлена концентрационная зависимость вязкости в диапазоне концентраций от 0 до 0,27. Измерения при малых концентрациях были выполнены при фиксированной температуре 20°C.

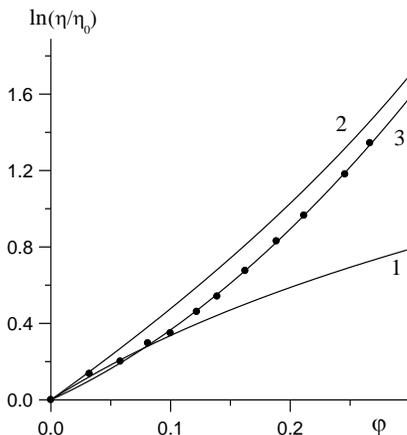


Рис. 2. Логарифм относительной вязкости ферроколлоида при малых концентрациях. 1 – формула Эйнштейна с коэффициентом 4; 2 – модифицированная формула [1]; 3 – квадратичная аппроксимация.

Этот демонстрирует кривая 1 на рис. 2. То есть пренебрежение нелинейными слагаемыми приводит к завышению коэффициента при линейном.

Тем не менее, несмотря на некоторую некорректность исходных предположений, модифицированная формула Чонга [1] оказывается весьма удачной для описания концентрационной зависимости вязкости коллоидных растворов магнетита.

На рис. 3 представлены результаты измерения отношения  $\eta/\eta_0$  в диапазоне температур от 20°C до 90°C. При малых концентрациях отношение  $\eta/\eta_0$  меняется незначительно. Для  $\varphi = 0,2$  изменение составляет около 20 % в указанном диапазоне температур. С ростом концентрации изменение  $\eta/\eta_0$  растет. Для самого концентрированного коллоида (в наших опытах) отношение  $\eta/\eta_0$  меняется в 43 раза.

Сравнение результатов измерений с модификацией [1] явно не в пользу последней. Расхождение с расчетами достигает 15 %. Более подходящей аппроксимацией экспериментальных результатов может служить квадратичный полином вида:

$$\ln(\eta/\eta_0) = 2.86\varphi + 8.06\varphi^2$$

Коэффициент при линейном слагаемом здесь равен 2,86, что уже близко к эйнштейновскому значению 2,5. Возможно, что причиной получения завышенных значений коэффициента в [7, 8] стала слишком прямолинейная интерпретация результатов. Если через начальный участок наших результатов аналогично провести прямую, то такая аппроксимация дает коэффициент

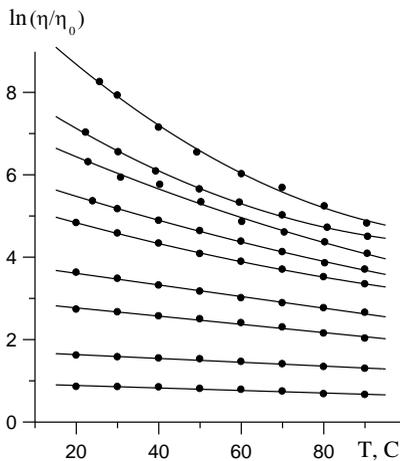


Рис. 3. Температурная зависимость отношения вязкости коллоидного раствора к вязкости керосина для различных концентраций.

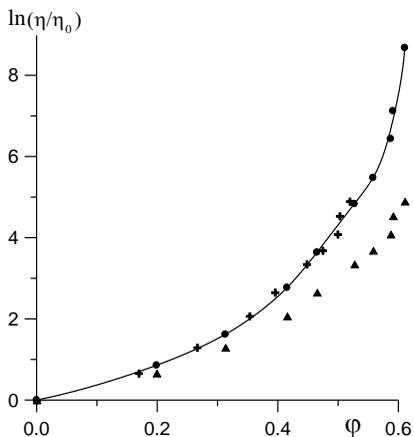


Рис. 4. Сравнение концентрационных зависимостей относительной вязкости при температуре 20°C (точки), при 90°C (треугольники) и зависимости при 90°C с модифицированной концентрацией (крестики). Сплошная кривая – сглаживание результатов при 20°C.

Объяснить быстрое падение вязкости только за счет теплового расширения среды невозможно. Оценки для теплового коэффициента концентрации ферроколлоида дают величину  $\partial\varphi/\partial T = -0.156 \cdot 10^{-3}$  для коллоида концентрацией  $\varphi = 0,5$ . При изменении температуры от 20 до 90°C уменьшение концентрации составит около 0,011. Для оценок изменения вязкости можно воспользоваться формулой [1]. Для  $\varphi = 0,5$  оценки дают изменение отношения  $\eta/\eta_0$  около 23%. Согласно рис. 3 для образца концентрацией  $\varphi=0,527$  (средняя кривая) параметр  $\eta/\eta_0$  меняется в 6 раз!

Возможным объяснением, на наш взгляд, может служить предположение о том, что с повышением температуры уменьшается эффективная толщина защитных оболочек на поверхности коллоидных частиц. На эту мысль наводит сравнение концентрационных зависимостей вязкости при разных температурах. На рис. 4 представлены концентрационные зависимости относительной вязкости для температур 20 и 90°C. Экспериментальные точки, полученные при температуре 90°C, лежат существенно ниже точек при 20°C. Создается впечатление, что при высокой температуре уменьшается гидродинамическая концентрация  $\varphi$ . Впечатление усиливается, если принять во

внимание тот факт, что один график можно получить из другого простым масштабированием. Изменяя масштаб по оси абсцисс для точек при  $T=90^{\circ}\text{C}$ , можно совместить оба графика. Для данных, представленных на рис. 4, величина масштабного множителя составляет 0,85.

**Таким образом**, с повышением температуры происходит уменьшение гидродинамической концентрации коллоидных частиц за счет уменьшения эффективной толщины оболочек ПАВ на поверхности частиц. В нашем случае при изменении температуры от 20 до  $90^{\circ}\text{C}$  гидродинамическая концентрация уменьшается на 15%. Вспомнив параметры распределения частиц по размерам и используя формулы [1], связывающие между собой гидродинамическую и твердо-фазную концентрации, можно рассчитать эффективную толщину защитной оболочки при высокой температуре. В нашем случае при  $90^{\circ}\text{C}$  расчеты дают 1,6 нм. Уменьшение эффективной толщины защитных оболочек может быть связано с их взаимным проникновением.

**Финансовая поддержка** работы осуществлялась Российским фондом фундаментальных исследований (гранты РФФИ № 07-08-97625, № 07-02-96017 и 07-08-97625-р\_офи).

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Пшеничников А.Ф., Гилев В.Г. // Коллоидный журнал. – 1997. – Т. 59. – № 3. – С. 372.
2. Chong J.S., Christiansen E.B., Baer A.D. // J. Appl. Polym. Sci. – 1971. – V. 15. – P. 2007.
3. Пшеничников А.Ф., Лебедев А.В. // Коллоидный журнал. – 1995. – Т. 57. – № 6. – С. 844.
4. Pshenichnikov A.F., Mekhonoshin V.V., Lebedev A.V. // J. Magn. End Magn. Mater. – 1996. – V. 161. – P. 94.
5. Vand V. // J. Phys. Colloid Chem. – 1948. – V. 52. – N 2. – P. 277.
6. Chow T.S. // Phys. Rev. E. – 1994. – V. 50. – P. 1274.
7. Богатырев Г.П., Гилев В.Г. // Магнитная гидродинамика. – 1986. – № 3. – С. 43.
8. Бузмаков В.М., Пшеничников А.Ф. // Магнитная гидродинамика. – 1991. – № 1. – С. 18.

## ПОЛУЧЕНИЕ КРИВЫХ НАМАГНИЧИВАНИЯ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА СКРЕЩЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

**Пшеничников А.Ф., Федоренко А.А.**

Пермский государственный университет, 614990, г. Пермь,  
ул. Букирева, 15. (342)2396231; E-mail: Fedorenko@psu.ru



Александр Фёдорович Пшеничников окончил Пермский государственный университет в 1969 году. В 1992 году защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по магнитным свойствам концентрированных ферроколлоидов. Имеет более 140. научных публикаций, шесть авторских свидетельств на изобретения. В настоящее время является профессором Пермского государственного университета и заведующим лабораторией дисперсных сред ИМСС УрО РАН. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грандами МНФ и РФФИ.



Андрей Анатольевич Федоренко окончил Пермский государственный университет в 1998 году. В 2007 году защитил диссертацию по теме “Динамика магнитных жидкостей в скрещенных магнитных полях”. В настоящее время является старшим преподавателем кафедры экспериментальной физики Пермского государственного университета.

### Введение

Метод скрещенных магнитных полей был предложен М. И. Шлиомисом и Б. И. Пирожковым [1] для определения средних магнитных моментов частиц. Суть метода иллюстрируется рис.1. Цилиндрический образец МЖ помещают во взаимно перпендикулярные переменное  $\mathbf{h}(t) = \mathbf{h}_0 \cos \omega t$  и постоянное  $\mathbf{H}_0$  магнитные поля. В пределе низких частот ( $\omega\tau \ll 1$ , где  $\tau$  – характерное время релаксации намагниченности) векторы  $\mathbf{M}$  и  $\mathbf{H}$  параллельны. Ось постоянного поля совпадает с осью образца и измерительной катушки. Проекция  $M_x$  намагниченности  $\mathbf{M}$  на ось  $x$  изменяется со временем в виду нелинейности кривой  $M(H)$ , и в измерительной катушке возникает ЭДС  $E$ :

$$E(t) = -N \frac{d\Phi}{dt} = -\mu_0 NS \frac{dM_x}{dt}, \quad (1)$$

где  $\mu_0 = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м – универсальная магнитная постоянная,  $S$  – площадь сечения образца,  $N$  – число витков измерительной катушки. Для получения информации о характерных микроскопических величинах исследуется зависимость  $E(H)$ .

В работах [2, 3] рассмотрены усовершенствования метода, в данных статьях были учтены: влияние размагничивающих полей, по-

лидисперсность образцов и межчастичные магнитодипольные взаимодействия. Получено выражение для вычисления ЭДС в измерительной катушке:

$$E_0(H_0) = \frac{2\mu_0 NS \omega h_0^2 H_0}{(2H_0 + M_0)^2} \left( \frac{M}{H} - \frac{\partial M}{\partial H} \right)_{H=H_0}, \quad M_0 = M(H_0) \quad (2)$$

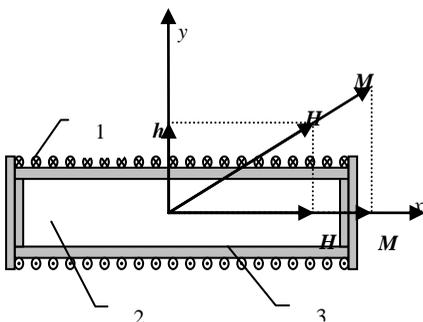


Рис. 1. Геометрия опытов в скрещенных полях.

1 – измерительная катушка, 2 – образец,  
3 - кювета

Метод оказался чувствительным к наличию самой крупной фракции и позволил судить о наличии микроагрегатов в образцах ферроколлоидов. В [1–3] находится связь между зависимостью ЭДС в измерительной катушке и микроструктурой образцов.

Данная работа посвящена изучению возможности построения кривых намагниченности на основании данных экспериментов в скрещенных магнитных полях. Здесь показана зависимость между макроскопическими характеристиками – кривой намагничивания, и результатами опытов в скрещенных полях. Это позволяет ответить на вопрос адекватности применения формулы (2) без рассмотрения микроструктуры и модели намагничивания образцов.

Основными характеристиками являются кривые намагничивания, и результатами опытов в скрещенных полях. Это позволяет ответить на вопрос адекватности применения формулы (2) без рассмотрения микроструктуры и модели намагничивания образцов.

### Основные формулы

В приближении низких частот, векторы  $M$  и  $H$  параллельны, а проекция вектора намагниченности на ось измерительной катушки  $M_x$  равна:

$$M_x = \frac{M}{H} H_0 = \chi H_0, \quad \text{где } \chi \text{ – магнитная восприимчивость образца.}$$

Дифференцируя  $M_x$  по времени, вычислим выражение для амплитуды ЭДС в измерительной катушке с учётом поперечного фактора длинного цилиндрического образца:

$$E_0 = - \frac{2\mu_0 NS \omega h_0^2}{(2 + \chi)^2} \cdot \frac{d\chi}{dH} \quad (3)$$

Интегрируя уравнение (3), получаем выражение, связывающее зависимости  $E_0(H)$  с зависимостью  $\chi(H)$ :

$$\int_0^{H_0} E_0(H) dH = \frac{2NS\mu_0 h_0^2 \omega}{2 + \chi(H)} \Big|_{H=0}^{H=H_0} = 2NS\mu_0 h_0^2 \omega \left[ \frac{1}{2 + \chi(H_0)} - \frac{1}{2 + \chi_0} \right]. \quad (4)$$

Здесь  $\chi_0$  – начальная магнитная восприимчивость. Для восприимчивости при любых значениях подмагничивающего поля  $H$  получим:

$$\chi = \frac{1}{\frac{1}{\chi_0 + 2} + \frac{1}{2\mu_0 NS\omega h_0^2} \int_0^{H_0} E(H) dH} - 2, \quad (5)$$

а для намагниченности:

$$M(H_0) = \frac{H_0}{\frac{1}{\chi_0 + 2} + \frac{1}{2\mu_0 NS\omega h_0^2} \int_0^{H_0} E(H) dH} - 2H_0. \quad (6)$$

Выражение (6) позволяет вычислять кривую намагничивания, используя данные экспериментов в скрещенных полях и начальную восприимчивость, измеренную независимым методом.

### Особенности экспериментов

Измерительная ячейка имела следующие характеристики. Катушки Гельмгольца создают переменное и постоянное поля с неоднородностью соответственно 0,5 и 2 % в объёме образца. Измерительная катушка имела  $N = 1500$  витков. Образцы магнитной жидкости помещались во фторопластовую кювету с внутренним диаметром 6 мм. Продольный фактор размагничивания составлял 0,0087, поперечный - стремился к 0,5. Измерения производились при температуре образца 294 К. Частота переменного поля была 40 Гц, амплитуда переменного поля равна 675 А/м.

Опыты производились на пяти образцах магнитной жидкости с различными дисперсными составами частиц, начальными восприимчивостями, и намагниченностями насыщения. Кривая намагничивания образцов была измерена традиционным методом [4, 5] с помощью пермеаметра. Основные параметры образцов, полученные с помощью магнитогранулометрического анализа [6], сведены в таблицу.

Основные параметры образцов

Образец	$M_{\infty}$ , кА/м	$\chi$	$n$ , $10^{23} \cdot \text{м}^{-3}$	$\langle \chi \rangle$ , нм	$\langle m \rangle$ , $10^{-19} \cdot \text{А} \cdot \text{м}^2$
N1	19,7	1,35	0,755	9,5	2,7
N2	19,8	0,8	1,79	6,8	1,12
N3	67,2	10,7	2,1	9,9	3,5
N4	51,6	6,2	1,59	9,7	3,2
N5	33,4	3,44	1,05	9,7	3,1

Сглаженные результаты измерений зависимостей  $E(H)$  приведены на рис.2.

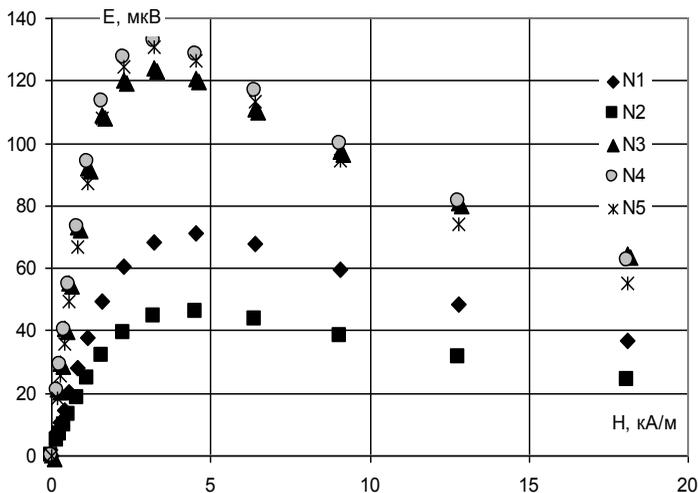


Рис.2. Зависимость  $E_0(H)$  для 5 образцов N1 - N5

Расчитанные с помощью формулы (6) кривые намагничивания приведены на рис.3. Вычисление интеграла  $\int_0^{H_0} E(H) dH$  производилось по измеренным табличным значениям  $E(H)$  по формулам параболических трапеций, так, как шаг при интегрировании экспериментальных данных не может быть выбран достаточно малым. Расчётные данные с точностью до 5 % совпадают с экспериментальными точками. Небольшое расхождение экспериментальных и расчётных точек можно объяснить погрешностью измерений, которая оценивается примерно такой же цифрой, а точнее 6 %. Данный факт говорит о возможности применения метода скрещенных полей для построения кривой намагниченности

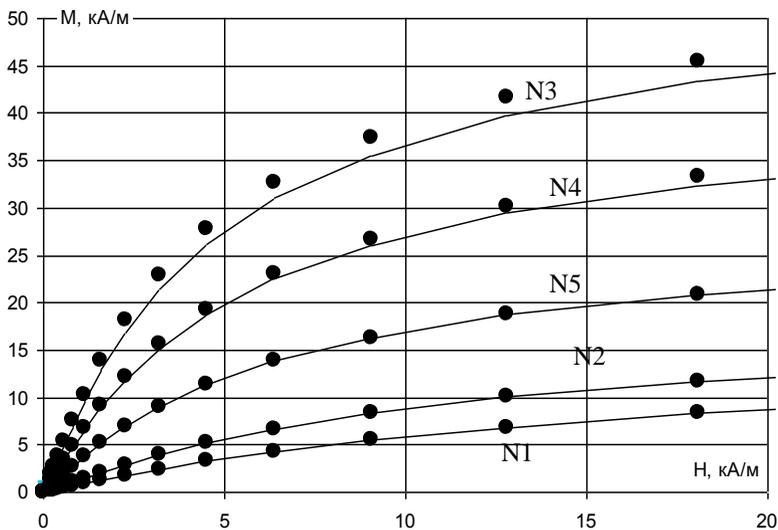


Рис. 3. Вычисленные (сплошные линии) и экспериментальные (точки) кривые намагниченности образцов N1 – N5

Главным недостатком такого способа определения кривой намагниченности, по-видимому, является необходимость определения начальной восприимчивости независимым экспериментальным методом. Другой существенный недостаток заключается в ограниченности величины подмагничивающих полей. Для нашей установки это ограничение составило 20 кА/м. Однако, если преодолеть эту техническую трудность можно не только многократно расширить диапазон измерений, но и определить начальную восприимчивость. В этом случае, метод скрещенных магнитных полей оказывается достаточным для построения кривых  $M(H)$  и определения начальной восприимчивости.

### Вычисление начальной восприимчивости

Для вычисления начальной восприимчивости следует учесть тот факт, что восприимчивость падает с ростом напряжённости магнитного поля:  $\lim_{H \rightarrow \infty} \chi = 0$ , в этом случае из выражения (5) следует:

$$\chi_0 = \frac{2}{\frac{\mu_0 N S \omega h_0^2}{\int_0^{\infty} E_0(H) dH} - 1} \quad (7)$$

Подставив в (5) значение начальной восприимчивости из (7), получим ещё одно выражение для вычисления намагничённости:

$$\chi(H_0) = \frac{2}{\frac{\mu_0 NS \omega h_0^2}{\int_{H_0}^{\infty} E_0(H) dH} - 1} \quad (8)$$

Данная формула позволяет использовать скрещенные магнитные поля в качестве независимого метода измерения  $M(H)$ . В настоящее время измерительная ячейка не позволяет достичь больших подмагничивающих полей, при которых восприимчивость  $\chi$  стремилась бы к нулю. Сравнение результатов моделирования кривых намагничивания с помощью формул (2), (7), (8) и рассчитанных по методу [6] даёт одинаковый результат для начальной восприимчивости и для всей кривой намагничивания.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Пирожков Б.И., Шлиомис М.И. Способ определения магнитных моментов Ферро-магнитных частиц в магнитной жидкости // Авт. св-во СССР № 1383839, 1987.
2. Пшеничников А.Ф., Федоренко А.А., Пирожков Б.И. Квазиравновесное поведение концентрированных ферроколлоидов в скрещенных магнитных полях // Вестн. Перм. ун-та. – 2002. – Вып. 4. Физика. – С.85–89.
3. Pshenichnikov A.F., Fedorenko A.A. Chain-like aggregates in magnetic fluids // Journal of Magnetism and Magnetic Materials 292 (2005) 332-344.
4. Чечерников В.И. Магнитные измерения. – М: Изд-во МГУ, 1969.
5. Пшеничников А.Ф., Силаев А.В., Авдеева Л.А. Магнитогранулометрический анализ ферроколлоидов // Приборы и методы измерения физических параметров ферроколлоидов. – Свердловск: УрО АН СССР, 1991. – С. 3.
6. Pshenichnikov A.F., Mekhonoshin V.V., Lebedev A.V. Magnetgranulometric analysis of concentrated ferrocolloids // JMMM. – 1996. – V. 161. – P.94–102.

## НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ИЗУЧЕНИИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В СООСНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

**Пирожков Б.И.**

Пермский государственный университет, 614990, г. Пермь,  
ул. Букирева, 15. (342)2396231; E-mail: [Pirozhkov@psu.ru](mailto:Pirozhkov@psu.ru)



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

### Введение

Магнитные свойства ферроколлоидов вполне удовлетворительно описываются классической суперпарамагнитной теорией с поправками на полидисперсность и межчастичные магнитодипольные взаимодействия. Изучение кривой дифференциальной восприимчивости  $\chi_D$  и анализ кривой намагниченности  $M(H)$  позволяет определять дисперсный состав магнитных жидкостей. Измерения производятся в соосных постоянном и переменном полях при слабом переменном поле. Как правило, данные о дисперсном составе определяются из асимптотик на начальном участке и на участке насыщения кривой намагничения. В этом случае, значение начальной восприимчивости даёт сведения о среднем квадрате магнитного момента  $\langle m^2 \rangle$ , а намагниченность насыщения – сведения о среднем магнитном моменте  $\langle m \rangle$  коллоидных частиц [1,2].

Метод скрещенных магнитных полей [3,4] позволил оценить средний магнитный момент и получить сведения о  $\langle m^4 \rangle$ , т.к. измеряемая величина пропорциональна множителю  $(\chi - \chi_D)$  и содержит информацию о слабой нелинейности кривой намагниченности на начальном участке. Наибольшую ценность метод имеет для обнаружения крупных частиц и агрегатов [5]. Измерения проводились при одновременном воздействии на образец постоянного и слабого переменного полей.

В данной работе рассмотрена возможность изучения нелинейных эффектов при воздействии на образец соосных постоянного и переменного поля, причем амплитуда переменного поля сравнима по величине с постоянным подмагничивающим полем, что приводит к усилению нелинейных эффектов. Изучается спектр гармонических со-

ставляющих, что даёт возможность оценивать средние значения более высоких степеней магнитных моментов.

### Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки изображена на рис. 1. Два соленоида, один АБ – для создания постоянного подмагничивающего поля, второй ВГ – переменного поля, расположены соосно с измерительной парой идентичных катушек  $mp$  и  $rq$ , намотанных на пробирке П. В нижнюю катушку помещается магнитная жидкость (МЖ). Эти

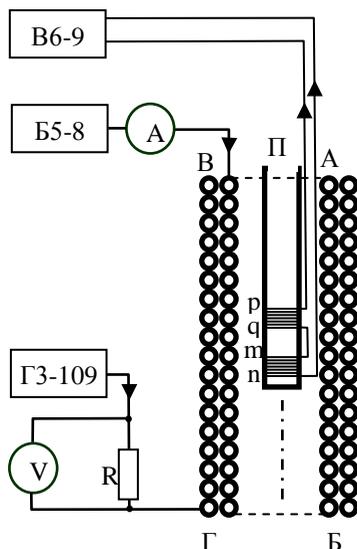


Рис.1. Схема экспериментальной установки

катушки включены встречно таким образом, что без МЖ суммарная ЭДС между точками  $rp$  равна нулю. Спектральные составляющие ЭДС измерялись селективным микровольтметром В6-9. Измерения проводились при температуре 294 К. Частота переменного магнитного поля равнялась 40 Гц.

### Результаты измерений

Результаты измерений приведены на рис. 2 – 5. На рис. 2 и рис. 4 изображены зависимости ЭДС первой гармоники при различных амплитудах переменного магнитного поля. Эти зависимости могут дать информацию о поведении магнитной восприимчивости. На

рис. 3 и 5 изображены спектры ЭДС при различных амплитудах переменного поля.

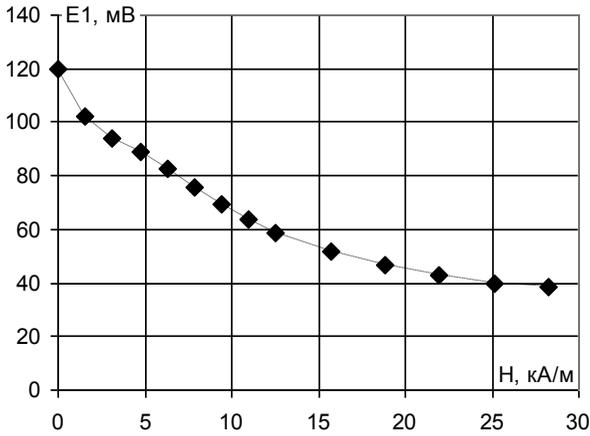


Рис.2. Действующее значение ЭДС первой гармоники при амплитуде переменного поля 1,08 кА/м

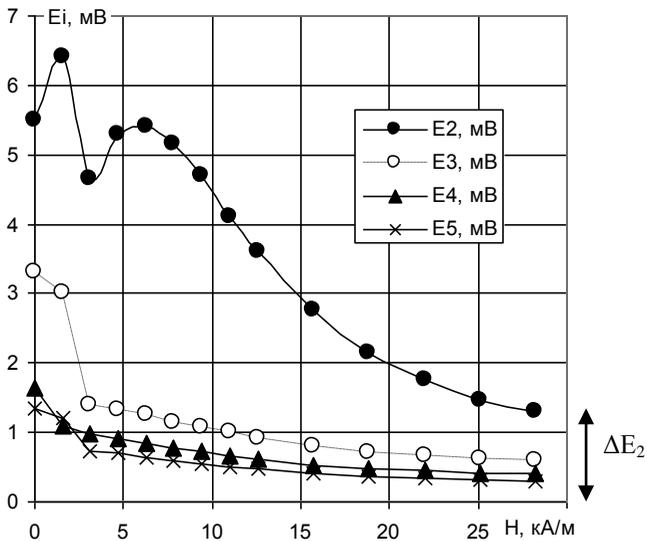


Рис.3. Зависимость спектральных составляющих ЭДС от постоянного поля H при амплитуде переменного поля 1,08 кА/м

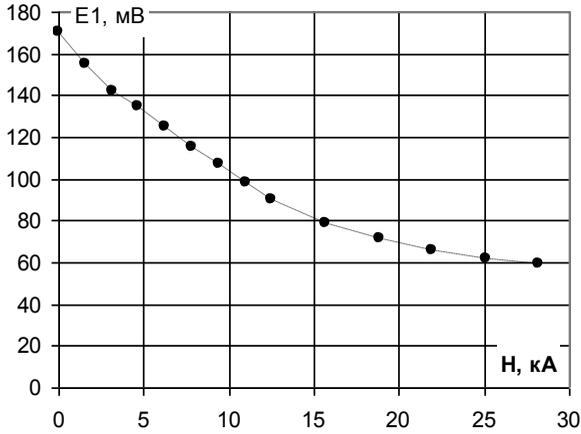


Рис. 4. Действующее значение ЭДС первой гармоники при амплитуде переменного поля 2,16 кА/м

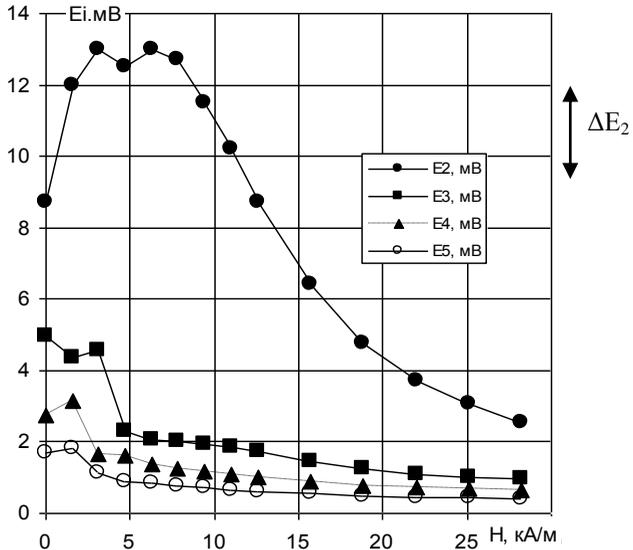


Рис. 5. Зависимость спектральных составляющих ЭДС от постоянного поля H при амплитуде переменного поля 2,16 кА/м

На рис. 4 и 5 отчётливо заметно немонотонное поведение гармонических составляющих с ростом переменного и постоянного магнитного поля. В данном случае можно говорить о частичном избирательном подавлении гармонических составляющих, что качественно согласуется с данными теоретических исследований [6]. Неполное подавление гармоник, может быть связано с реальной полидисперсностью ферроколлоидов, т.к. теория [6] была построена в монодисперсном приближении. Следует признать, что наиболее достоверные данные были получены для второй гармоники. Для высших гармоник характерна малость их амплитуд. Для более качественных измерений необходимо повышать избирательность селективного вольтметра.

Можно предположить, что “остаточный” сигнал  $\Delta E_2$  на рис. 3 и 5 является мерой полидисперсности МЖ, и его измерение позволит в дальнейшем получать информацию о ширине распределения коллоидных частиц по размерам. Магнитное поле, при котором сигнал на удвоенной частоте достигает максимума, может нести дополнительную информацию о дисперсном составе частиц.

Автор выражает благодарность А.А. Федоренко за помощь в работе.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК:

1. Пшеничников А.Ф., Силаев А.В., Авдеева Л.А. Магнитогранулометрический анализ ферроколлоидов// Приборы и методы измерения физических параметров ферроколлоидов. – Свердловск: УрО АН СССР, 1991. – С. 3.
2. Pshenichnikov A.F., Mekhonoshin V.V., Lebedev A.V. Magnetogranulometric analysis of concentrated ferrocolloids // JMMM. – 1996. – V. 161. – P.94–102.
3. Пирожков Б.И., Шлиомис М.И. Способ определения магнитных моментов ферромагнитных частиц в магнитной жидкости // Авт. св-во СССР № 1383839, 1987.
4. Пшеничников А.Ф., Федоренко А.А., Пирожков Б.И. Квазиравновесное поведение концентрированных ферроколлоидов в скрещенных магнитных полях // Вестн. Перм. ун-та. – 2002. – Вып. 4. Физика. – С. 85–89.
5. Pshenichnikov A.F., Fedorenko A.A. Chain-like aggregates in magnetic fluids // JMMM / 292 (2005) 332-344.
6. Райхер Ю.Л., Степанов В.И. Избирательное подавление старших гармоник намагниченности в суперпарамагнитной системе // Физика твёрдого тела. – 2001. – Т. 43. – Вып. 2. – С. 270–273.

## ДИНАМИКА НАМАГНИЧИВАНИЯ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ НА ОСНОВЕ КОБАЛЬТА

Лахтина Е.В.<sup>1, 2</sup>, Матусевич Н.П.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт механики сплошных сред

Уральского отделения Российской академии наук

614013, г. Пермь, ул. Ак. Королёва, 1. Факс: (342) 237-84-87;

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

<sup>2</sup>Forschungszentrum Karlsruhe, ITC-CPV, 76133, Karlsruhe, Germany

### Введение

Наиболее распространенным материалом для приготовления магнитной фазы ферроколлоидов является магнетит. Это связано с тем, что технология приготовления стабильной жидкости на основе магнетита хорошо развита. Есть и другие материалы, принципиально подходящие для использования в магнитной жидкости: кобальт, никель и проч. Кобальт обладает намагниченностью насыщения почти в полтора раза выше, чем намагниченность насыщения магнетита, но, для обеспечения стабильности такого коллоида, толщина защитной оболочки должна быть больше, чем в случае с магнетитовыми частицами. Вследствие этого уменьшается максимальная возможная концентрация частиц, а значит и максимальная возможная намагниченность жидкости. Мы исследовали три образца магнитной жидкости на основе кобальта. Целью изучения была микроструктура жидкостей, в частности количество и размер квазисферических микроагрегатов, их влияние на статическую восприимчивость коллоида.

На сегодняшний день установлено, что в магнетитовых жидкостях на основе керосина содержится определенное (постоянное для данного образца) количество микроагрегатов [1]. Их форма с большой вероятностью квазисферическая; общая объемная доля частиц, объединенных в агрегаты, не зависит от температуры, концентрации магнитной фазы и составляет 50–80 нм. По данным, полученным в работах [2, 3], средний диаметр таких агрегатов не зависит от температуры и концентрации магнитной фазы и присадок. Представляется интересным сравнительный анализ кобальтовых и магнетитовых жидкостей с этой точки зрения – чем они отличаются по своей микроструктуре.

Для измерения средних размеров микроагрегатов и частиц, был использован метод кластерного анализа [2], основанный на разложении дисперсионных кривых динамической восприимчивости  $\chi$  в ряд по функциям Дебая:

$$\chi_1 = \sum_{i=1}^N \frac{A_i}{1 + \omega^2 \tau_i^2}, \quad \chi_2 = \sum_{i=1}^N \frac{A_i \omega \tau_i}{1 + \omega^2 \tau_i^2}. \quad (1)$$

Здесь  $\chi_1, \chi_2$  – действительная и мнимая части динамической восприимчивости,  $A_i$  – вклад частиц со временем релаксации  $\tau_i$  в статическую восприимчивость. Частицы сортировались на  $N$  фракций, время релаксации  $\tau_i$  каждой из которых определяется условием  $\omega_i \tau_i = 1$  ( $\omega_i$  – частота зондирующего поля при измерении  $\chi_1(\omega)$  и  $\chi_2(\omega)$ ). Интервал между частотами измерений должен быть достаточно узким, чтобы в пределах одной фракции  $\tau_i$  менялось не слишком сильно. Кроме того, измерения должны проводиться как на высоких, так и на низких частотах. Измерив динамическую восприимчивость на определенных частотах и применив метод [2], мы получили набор спектральных амплитуд  $A_i$ . Затем, по известному времени релаксации был рассчитан диаметр частиц  $d$  в фракции:

$$\tau_B = \frac{3\eta}{kT} \cdot \frac{\pi d^3}{6}. \quad (2)$$

Здесь  $\eta$  – динамическая вязкость дисперсионной среды,  $k$  – константа Больцмана,  $T$  – температура. Динамическая восприимчивость кобальтовых и магнетитовых жидкостей измерялась с помощью моста взаимной индуктивности в диапазоне частот от 2.5 до  $10^5$  Гц. Для исследования магнитодипольных взаимодействий измерения проводились при разных температурах от 238 до 326 К.

### Результаты

Были проведены измерения для трех образцов кобальтовой жидкости. Характеристики двух из них оказались достаточно тривиальными и для анализа мы выбрали только один (№ 1). Третий образец показал экстремально высокую восприимчивость ( $\chi = 160$  при 297 К). На рис. 1 приведены экспериментальные данные и результаты расчетов по действительной и мнимой частям динамической восприимчивости. Как видно, для образца № 1 с малой намагниченностью использованный метод обеспечивает хорошее согласие экспериментальных данных и расчетных кривых. При обработке результатов измерений динамической восприимчивости жидкости № 3 с высокой намагниченностью возникли некоторые проблемы. Расчетная кривая мнимой части восприимчивости на низких и средних частотах прошла выше экспериментальных данных. Расхождение составило 25 %. По-видимому, требуется доработка метода расчетов спектральных ампли-

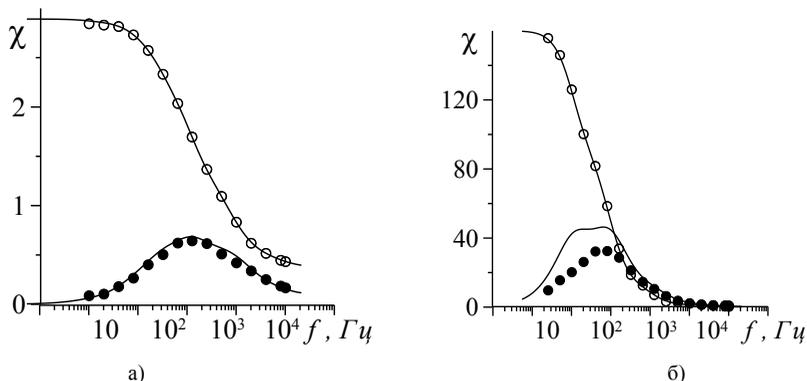


Рис. 1. Дисперсионные кривые для динамической восприимчивости кобальтовых жидкостей, полученные при температуре 295 К. Точками обозначены экспериментальные данные, сплошными кривыми – разложение (1). Прозрачные символы – данные по действительной части динамической восприимчивости, залитые – по мнимой части.

А) – данные по образцу № 1, б) – данные по образцу № 2

туд для жидкостей с экстремально высокой восприимчивостью. В качестве предполагаемого источника погрешности можно назвать неполный учет межчастичных взаимодействий.

Результаты кластерного анализа исследованных образцов приведены на рис. 2. Температурные зависимости средних диаметров индивидуальных частиц и агрегатов

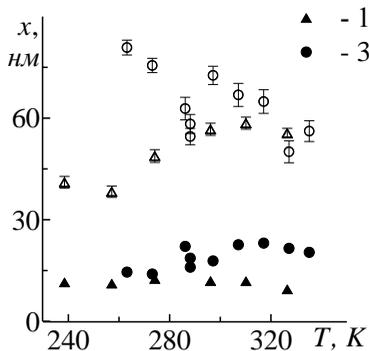


Рис. 2. Температурная зависимость средних диаметров частиц (залитые символы) и агрегатов (прозрачные символы). Номер символа отвечает номеру образца

для образцов № 1 и 3 отличаются друг от друга принципиально. Средний размер частиц в образце № 1 не зависит от температуры и равен  $11.5 \pm 0.9$  нм. Изменение среднего диаметра агрегатов происходит немонотонно с 40 до 60 нм, лежит в пределах погрешности метода и не может быть однозначно интерпретировано. Подобное отсутствие зависимости величины агрегата от температуры характерно для магнетитовых жидкостей [2]. Агрегаты и частицы в образце № 3 ведут себя иначе. Средний диаметр агрегатов увеличивается с 50 до 80 нм, а средний

диаметр частиц понижается с 23 до 14 нм при понижении температуры на 70 К. Такую температурную зависимость можно объяснить высоким уровнем магнитодипольных межчастичных взаимодействий в исследованной магнитной жидкости. При понижении температуры усиливается корреляция между магнитными моментами частиц в агрегате (увеличивается его некомпенсированный магнитный момент) и к агрегатам присоединяются дополнительные индивидуальные частицы. Так как магнитный момент частиц зависит от их диаметра, то в первую очередь укрупнение агрегатов должно происходить за счет крупных частиц с большим магнитным моментом. Таким образом, при понижении температуры из общего числа индивидуальных частиц в пользу агрегатов извлекаются в основном крупные частицы, что понижает расчетный средний размер одиночных частиц.

На рис. 3 изображена температурная зависимость стационарной восприимчивости жидкости № 3. Точками обозначены экспериментальные данные, сплошными кривыми – результаты вычислений в рамках различных моделей. В приближении Ланжевена (кривая 2) магнитная жидкость представляется как идеальный газ магнитных диполей и межчастичные взаимодействия не принимаются во внимание. Ланжевенская восприимчивость рассчитывалась по формуле:

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

где  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м,  $m$  – магнитный момент коллоидной частицы,  $n$  – концентрация частиц,

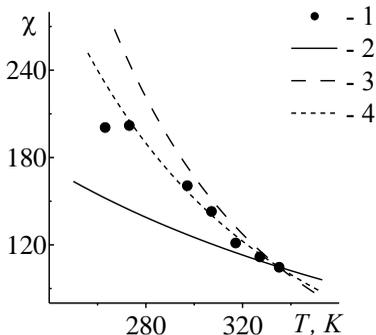


Рис. 3. Температурная зависимость статической восприимчивости. Точки – экспериментальные данные, сплошные кривые: 2 – модель Ланжевена (формула (3)), 3 – модель Каликманова (формула (5)), 4 – модель Иванова (формула (4))

$k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура жидкости. Расхождение между кривой 2 и экспериментальными точками демонстрирует сильное влияние магнитодипольных взаимодействий на восприимчивость. Для учета межчастичных взаимодействий Ивановым [4] была предложена модель, которая представляет собой разложение восприимчивости в ряд по ланжевенскому значению  $\chi_L$ :

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

Как следует из рисунка, эта модель наилучшим образом описывает поведение статической восприимчивости исследованной кобальтовой жидкости. Расхождение результатов моделирования с экспериментальными данными при пониженной температуре связано с тем, что спектр динамической восприимчивости охлажденной жидкости включал в себя очень большие ( $> 1$  с) времена релаксации и использованный метод не позволил получить достоверную экспериментальную информацию о статической восприимчивости. В модели Каликманова [5] восприимчивость также описывается разложением в ряд по ланжевенскому значению, но в формулу добавлена поправка  $I_1(\varphi)$ , учитывающая стерические взаимодействия:

$$\chi = \chi_L \left( 1 + \frac{\chi_L}{3} + I_1(\varphi) \frac{\chi_L^2}{144} \right), \quad (5)$$

$$I_1(\varphi) = 17 \left[ \frac{1 - 0.93952\rho^* + 0.36714\rho^{*2}}{1 - 0.92398\rho^* + 0.23323\rho^{*2}} \right] - 16, \quad \rho^* = \frac{6}{\pi} \varphi.$$

Здесь  $\varphi$  – объемная доля твердой фазы. Неожиданным оказалось то, что модель Каликманова дала завышенные, по сравнению с экспериментальными, значения статической восприимчивости. Причины этого обстоятельства будут дополнительно проясняться.

Итак, сопоставление экспериментальной информации о размерах агрегатов с некомпенсированным магнитным моментом для магнетитовых и кобальтовых магнитных жидкостей показало следующее различие. В кобальтовой магнитной жидкости с высокой начальной восприимчивостью средний диаметр агрегатов значительно увеличивается с понижением температуры. В магнетитовых жидкостях, исследованных в [2, 3], увеличение среднего диаметра агрегата наблюдалось только в пределах погрешности метода. По-видимому, в данной кобальтовой жидкости уровень межчастичных взаимодействий был выше уровня взаимодействий, чем в магнетитовых жидкостях.

Исследования выполнены при поддержке РФФИ (проекты № 07-02-96015 и 07-02-96017).

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Buzmakov V.M., Pshenichnikov A.F. // J. Colloid Interface Sci. – 1996. – V.182. – N.1. – P.63–70.
2. Лахтина Е.В., Пшеничников А.Ф. // Коллоид. журн. – 2006. – Вып. 3. – С. 327.
3. Лахтина Е.В., Пшеничников А.Ф. // Сб. науч. тр. 12-й Международной Плесской конференции по магнитным жидкостям. – Плес, ИГЭУ, 2006. – С. 27–31.

4. Иванов А.О., Кузнецова О.Б. // Коллоид журн. – 2001. – Т. 63. – N 1. – С. 64–72.
5. Kalikmanov V.I. // Phys. Rev. E. – 1999. – V. 59. – N. 4. – P. 4085–4090.

## ВЛИЯНИЕ СЕГРЕГАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ НА ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ФЕРРОНЕМАТИКЕ

**Семенова О.Р., Захлевных А.Н.**

Пермский государственный университет  
614990, г.Пермь, ул. Букирева, 15. Факс: (342) 2371611;  
E-mail: [cemenova\\_ok@rambler.ru](mailto:cemenova_ok@rambler.ru)



Семенова Оксана Рифовна окончила с отличием физический факультет Пермского госуниверситета в 2003 году. Занимается физикой жидких кристаллов и магнитных дисперсных сред на их основе, начиная с 3-го курса. Имеет 26 научных публикаций, в том числе 12 статей. Назначались именные стипендии Президента РФ и Администрации Пермского края (2006). В настоящее время работает ассистентом кафедры физики твердого тела Пермского государственного университета.



Захлевных Александр Николаевич окончил Пермский госуниверситет в 1976 году. Работает в ПермГУ с 1976 года, с 1988 года – декан физического факультета. Доктор физико-математических наук, профессор, Заслуженный работник высшей школы Российской Федерации. Имеет более 200 научных публикаций в российской и зарубежной печати. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФИ и Минобразования РФ.

В работе исследуется влияние сегрегационных эффектов на ориентационное упорядочение ферронематика, т.е. суспензии магнитных частиц в нематическом жидком кристалле [1], во внешнем магнитном поле.

Рассмотрим плоскопараллельную ячейку ферронематика толщиной  $L$ . Выберем ось  $z$  перпендикулярно плоскости слоя, так что  $z=0$  соответствует нижней границе, а  $z=L$  – верхней границе, внешнее магнитное поле направим вдоль ограничивающих поверхностей в направлении оси  $y$ :  $\mathbf{H} = (0, H, 0)$ .

Равновесная конфигурация поля директора и намагниченности определяется условием минимума полной свободной энергии ферронематика

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

включающей в себя как объемную, так и поверхностную части.

Объемная плотность свободной энергии ферронематика определяется выражением [1, 2]

$$F_V = \frac{1}{2} \left[ K_{11} (\operatorname{div} \mathbf{n})^2 + K_{22} (\mathbf{n} \operatorname{rot} \mathbf{n})^2 + K_{33} (\mathbf{n} \times \operatorname{rot} \mathbf{n})^2 \right] - \frac{1}{2} \chi_a (\mathbf{nH})^2 - M_s f \mathbf{mH} + \frac{W_p}{d} f (\mathbf{mn})^2 + \frac{k_B T}{v} f \ln f. \quad (2)$$

Здесь  $\mathbf{n}$  – директор нематического жидкого кристалла,  $K_{ii}$  – константы Франка ориентационной упругости жидкого кристалла,  $\chi_a > 0$  – анизотропия диамагнитной восприимчивости,  $M_s$  – намагниченность насыщения материала магнитных частиц,  $v$  – объем частицы,  $f$  – объемная доля магнитных частиц в суспензии,  $\mathbf{m}$  – единичный вектор намагниченности  $\mathbf{M} = M_s f \mathbf{m}$  ферронематика,  $d$  – диаметр частицы,  $T$  – температура,  $k_B$  – постоянная Больцмана. Параметр  $W_p$  представляет собой анизотропную часть энергии поверхностного натяжения на поверхности магнитных частиц и называется энергией сцепления магнитных частиц с нематической матрицей. Предполагается  $W_p > 0$ , что отвечает мягкому гомеотропному сцеплению магнитных частиц с нематической матрицей, при котором в отсутствие внешних полей  $\mathbf{m} \perp \mathbf{n}$ .

Поверхностный потенциал на ограничивающих поверхностях выберем в виде [3-5]:

$$F_S = 4W_0 (\mathbf{n} \times \mathbf{e})^2 \left[ 1 - \zeta (\mathbf{n} \times \mathbf{e})^2 \right], \quad (3)$$

где ось легкого ориентирования  $\mathbf{e} = (1, 0, 0)$ , параметр  $W_0 > 0$  – поверхностная плотность энергии сцепления директора с границами, которая является мерой глубины минимумов потенциала  $F_S$ ;  $\zeta \in [0, 1]$  – параметр поверхностной анизотропии. В зависимости от величины  $\zeta$  потенциал (3) имеет один или два минимума. Для  $\zeta = 0$  потенциал  $F_S$  достигает минимального значения при  $\mathbf{n} \parallel \mathbf{e}$  (планарное сцепление), а для  $\zeta = 1$  – при  $\mathbf{n} \perp \mathbf{e}$  (гомеотропное сцепление).

Представим компоненты директора  $\mathbf{n}$  и намагниченности  $\mathbf{m}$  в виде

$$\mathbf{n} = (\cos \varphi(z), \sin \varphi(z), 0), \quad \mathbf{m} = (-\sin \psi(z), \cos \psi(z), 0), \quad (4)$$

где  $\varphi(z)$  – угол ориентации директора относительно оси  $x$ ,  $\psi(z)$  – угол ориентации намагниченности относительно поля  $\mathbf{H}$ .

Определим безразмерную координату  $\tilde{z} = z/L$ , безразмерные параметры  $w_p = L^2 f_0 W_p / (K_{22} d)$ ,  $w_0 = W_0 L / K_{22}$ ,  $\xi = M_s f_0 L / \sqrt{K_{22} \chi_a}$ ,  $\kappa = L^2 k_B T f_0 / (v K_{22})$ , а также безразмерную напряженность магнитного поля  $h = LH(\chi_a / K_{22})^{1/2}$ . Здесь  $f_0 = Nv/V$  – средняя концентрация магнитных частиц в суспензии ( $N$  – число частиц,  $V$  – объем ферронематика). Параметр  $\xi$  характеризует режимы влияния внешнего поля на ферронематик, при  $\xi \gg 1$  ориентационные деформации происходят благодаря дипольному механизму, а при  $\xi \ll 1$  благодаря квадрупольному. Параметр  $\kappa = (L/\lambda)^2$ , где  $\lambda = (v K_{22} / f_0 k_B T)^{1/2}$  – так называемая сегрегационная длина, задающая характерный масштаб области концентрационного расслоения. Параметр  $\kappa$  ответствен за сегрегационный эффект; в пределе  $\kappa \gg 1$  этот эффект несуществен.

Для типичных значений материальных параметров ферронематика [1]  $K_{22} \sim 10^{-6}$  дин,  $\chi_a \sim 10^{-7}$ ,  $f_0 \sim 10^{-6}$ ,  $M_s \sim 10^2$  Гс,  $d \sim 10^{-5}$  см,  $v \sim 10^{-15}$  см<sup>3</sup>,  $W_p \sim 10^{-2}$  дин/см,  $W_0 \sim 10^{-2}$  дин/см и  $L \sim 10^{-2}$  см находим  $\xi \sim 10$ ,  $w_p \sim 0.1$ ,  $w_0 \sim 10^2$  и  $\kappa \sim 10^{-3}$ .

Уравнения ориентационного равновесия находятся из условий минимума полной свободной энергии (1):

$$\xi h \sin \psi = w_p \sin 2(\varphi - \psi), \quad (5)$$

$$f(\varphi) = f_0 Q \exp \left\{ \frac{\xi h}{\kappa} \cos \psi - \frac{w_p}{\kappa} \sin^2(\varphi - \psi) \right\}, \quad (6)$$

$$A^{1/2}(\varphi_0, \psi(\varphi_0)) = \frac{1}{2} w_0 \sin 2\varphi_0 \left[ 1 - 2\xi \sin^2 \varphi_0 \right], \quad (7)$$

$$\int_{\varphi_0}^{\varphi_m} A^{-1/2}(\varphi, \psi(\varphi)) d\varphi = \frac{1}{2}. \quad (8)$$

$$\tilde{z} = \int_{\varphi_0}^{\varphi(\tilde{z})} A^{-1/2}(\varphi, \psi(\varphi)) d\varphi, \quad (9)$$

где введены обозначения  $\varphi_0 = \varphi(\tilde{z})|_{\tilde{z}=0}$ ,  $\varphi_m = \varphi(\tilde{z})|_{\tilde{z}=\pi/2}$ ,  
 $A(\varphi, \psi(\varphi)) = h^2 \left( \sin^2 \varphi_m - \sin^2 \varphi \right) + 2\kappa (f(\varphi_m) - f(\varphi)) / f_0$ . Величина  $Q$   
определяется соотношением  $\int f dV = Nv$ , представляющим собой усло-  
вие постоянства числа частиц в суспензии.

Полученная система уравнений (4) – (9) допускает существо-  
вание трех типов решений, которые соответствуют трем видам упор-  
ядочений:

- однородное упорядочение  $\varphi = \psi = 0$  отвечает начальному со-  
стоянию ферронематика, для которого директор направлен  
вдоль оси легкого ориентирования, а магнитные частицы ор-  
тогональны директору;
- возмущенное состояние ферронематика определяется неодно-  
родными решениями  $0 < \varphi(h, \xi, w_0, w_p, \zeta) < \pi/2$ ;
- состояние насыщения  $\varphi = \pi/2$ ,  $\psi = 0$ , для которого как дирек-  
тор, так и намагниченность направлены вдоль поля.

На рис. 1 показаны зависимости угла ориентации директора в  
середине слоя  $\varphi_m(h)$  для ферронематика с  $\xi = 5$ ,  $w_0 = 5$ ,  $w_p = 0.1$  и  
 $\kappa = 0.5$  для различных значений параметра поверхностной анизотро-  
пии  $\zeta$ . Точки пересечения кривых  $\varphi_m(h)$  с осью абсцисс соответ-  
ствуют критическому полю перехода однородного упорядочения в  
возмущенное состояние, называемого полем Фредерикса  $h_F$ . Поле,  
при котором  $\varphi_m = \pi/2$ ,  $\varphi_0 = \pi/2$  и  $\psi(\varphi_0) = \psi(\varphi_m) = 0$ , называется пол-  
ем насыщения  $h_S$ . При  $h = h_S$  происходит переход из возмущенного  
состояния в состояние насыщения. Значения пороговых полей  $h_F$  и  
 $h_S$  переходов между состояниями определяются уравнениями

$$\lambda \operatorname{tg} \lambda / 2 = w_0, \quad \lambda^2 = h_F^2 - \frac{2w_p \xi h_F}{2w_p + \xi h_F},$$

$$\alpha \operatorname{th} \alpha / 2 = w_0 (1 - 2\zeta), \quad \alpha^2 = h_S^2 + \frac{2w_p \xi h_S}{2w_p - \xi h_S}.$$

Как видно из рис. 1, в и рис. 1, г, для пороговых полей имеет ме-  
сто соотношение  $h_S < h_F$ ; неоднозначность кривой  $\varphi_m(h)$  свидетель-  
ствует о возможности скачкообразного перехода возмущенного состо-

яния в состояние насыщения (переход первого рода, роль параметра порядка играет величина  $\sin^2 \varphi_m$ ). Из сопоставления свободной энергии различных фаз найдено, что при  $\zeta=0$  (рис. 1,а) смена фаз в магнитном поле осуществляется по типу перехода второго рода. Из рис. 1,б и рис. 1,в видно, что увеличение поля приводит к плавной смене однородной фазы на возмущенную в поле  $h_F$  и скачкообразному переходу от возмущенного упорядочения в состояние насыщения в полях  $h>h_F$ . Для  $\zeta=0.5$  наблюдается переход первого рода при  $h=h_S$ .

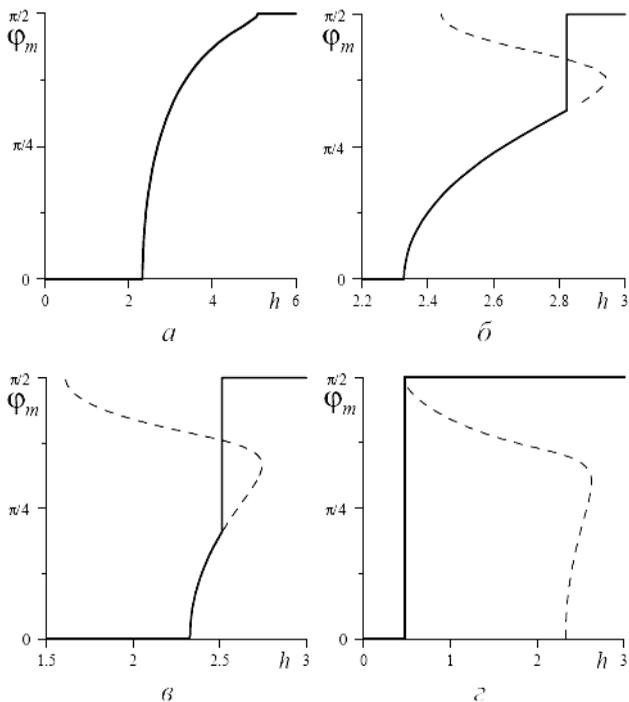


Рис. 1. Зависимость угла ориентации директора в середине слоя  $\varphi_m$  от напряженности магнитного поля  $h$  для ферронематика с  $\xi = 5$ ,  $w_p = 0.1$ ,  $w_0 = 5$  и  $\kappa = 0.5$  при различных значениях параметра поверхностной анизотропии  $\zeta = 0$  (а),  $\zeta = 0.3$  (б),  $\zeta = 0.4$  (в) и  $\zeta = 0.5$  (г). Пунктирные кривые соответствуют термодинамически неустойчивым состояниям

Таким образом, параметр поверхностной анизотропии  $\zeta$  влияет на характер перехода между фазами, его увеличение приводит к расширению области переходов первого рода.

На рис. 2 представлены ориентационные и концентрационные профили для ферронематика с  $\xi = 5$ ,  $w_0 = 5$ ,  $w_p = 0.1$ ,  $\kappa = 0.5$  и  $\zeta = 0.4$  в различных магнитных полях. Кривые 1 – 5 получены численным решением системы уравнений (4) – (9). Точки пересечения кривых  $\varphi(\tilde{z})$  с осью ординат соответствуют углам  $\varphi_0$ , а максимумы кривых углам  $\varphi(1/2) = \varphi_m$ . Как видно из рис. 2, включение магнитного поля приводит к повороту директора в направлении приложенного поля (угол  $\varphi$  увеличивается), в поле  $h=2.52$  (см. рис. 1в) происходит скачок в состояние насыщения  $\varphi = \pi/2$ . Благодаря связи магнитных частиц с нематической матрицей (5) феррочастицы в магнитном поле отклоняются от своего первоначального положения, с ростом поля угол  $\psi$  увеличивается и при  $h=2.52$  скачком становится равным нулю. Анализ концентрационных профилей показывает, что в состоянии однородного упорядочения (кривая 1) частицы равномерно распределены в слое, а с ростом напряженности магнитного поля феррочастицы мигрируют к ограничивающим поверхностям ячейки.

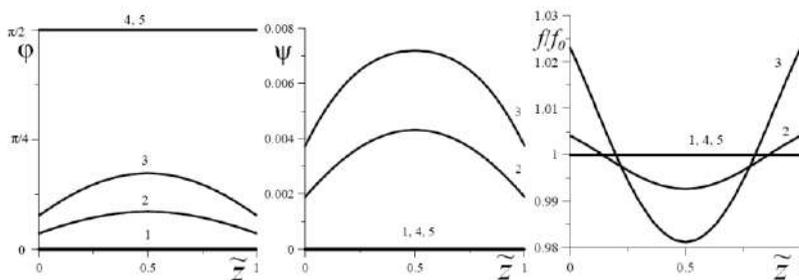


Рис. 2. Ориентационные и концентрационные профили для ферронематика с  $\xi = 5$ ,  $w_p = 0.1$ ,  $w_0 = 5$ ,  $\kappa = 0.5$  и  $\zeta = 0.4$ . Кривая 1 соответствует  $h=2$ , 2 –  $h=2.35$ , 3 –  $h=2.45$ , 4 –  $h=2.52$ , 5 –  $h=3$

Работа выполнена при частичной поддержке гранта 07-02-96007 РФФИ-Урал и гранта PE-009 CRDF.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Brochard F., de Gennes P.G. // J. de Physique. – 1970. – Т.31, №7. – P.691.
2. Burylov S. V., Raikher Yu. L. // Mol. Cryst. and Liq. Cryst. – 1995. – Vol. 258. – P.107.

3. Yang G.-C., Shj J.-R., Ling Y. // Liquid Crystals. – 2000. – Vol. 27. – P.875.
4. Yang G.-C., Zhang S.-H. // Ibid. – 2002. – Vol. 29. – P.641.
5. Yang G.-C., Guan R.-H., Huai J. // Ibid. – 2003. – Vol. 30. – P.1225.

## **ИОННОСТАБИЛИЗИРОВАННЫЕ МАГНИТНЫЕ ЖИДКОСТИ: МЕЖЧАСТИЧНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ И СТРУКТУРНЫЙ ФАКТОР РАССЕЯНИЯ**

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

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

E-mail:Ekaterina.Krutikova@usu.ru



Елфимова Екатерина Александровна доцент кафедры математической физики Уральского государственного университета им. А.М.Горького.



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 диссертацию на соискание учёной степени доктора физико-математических наук по теме «Фазовое расщепление магнитных жидкостей». В настоящее время он является проректором по научной работе УрГУ, заведующим кафедры математической физики УрГУ, доктором физ.-мат. наук, профессором.



Крутикова Екатерина Владимировна является аспиранткой кафедры математической физики математико-механического факультета Уральского государственного университета. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грандами правительства РФФИ, Федерального Агентства по образованию, ИНТАС

Основная экспериментальная информация о микроструктурных образованиях в магнитных жидкостях получена методами электромагнитного, электронного или нейтронного рассеяния. Эти методы позволяют воспроизвести структурный фактор рассеяния, представляющий собой Фурье-образ парной корреляционной функции системы феррочастиц. Парная корреляционная функция характеризует межча-

стичные корреляции и имеет смысл плотности вероятности нахождения одной частицы относительно некоторой центральной. Экспериментально определенный структурный фактор достаточно сложно обработать обратным преобразованием Фурье. Поэтому возникает необходимость создания теоретической базы, которая обеспечивает детальную связь между межчастичными корреляциями и экспериментально наблюдаемым рассеянием. В данной статье представлена теоретическая модель, описывающая межчастичные корреляции и структурный фактор ионностабилизированных феррожидкостей.

Для построения модели феррожидкость рассматривается как система монодисперсных мягких сфер с диаметром  $d$  и магнитным моментом  $m$ . Межчастичное отталкивание двойных электрических слоев феррочастиц в ионностабилизированной феррожидкости определяется потенциалом Юкава:

$$U_e(r) = U_0 \frac{1}{\kappa r} e^{-\kappa(r-d)},$$

где  $\kappa^{-1}$  – характерная длина отталкивания,  $U_0/\kappa d$  – соответствует контактной энергии частиц. Для моделирования магнитного взаимодействия, упруго-отталкивающиеся частицы заменяются на систему твердых сфер, имеющих эффективный диаметр [1]:

$$d_e = \int_0^{\infty} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{U_e(r)}{k_B T}\right) \right] dr,$$

где  $k_B T$  – тепловая энергия. После чего магнитное взаимодействие двух частиц с диаметром  $d_e$  вычисляется с помощью диполь-дипольного потенциала:

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

где  $r$  – расстояние между центрами частиц  $i$  и  $j$ .

Межчастичные корреляции в феррожидкости описываются парной функцией распределения  $g(\vec{r})$ , зависящей, в общем случае, от вектора расстояния между центрами первой и второй частиц  $\vec{r}$ . В отсутствие внешнего магнитного поля, моделируемая система является изотропной, следовательно, парная функция распределения не зависит от направления вектора  $\vec{r}$ , а определяется только расстоянием между центрами двух частиц. Парную функцию распределения можно представить в виде формального разложения в ряд по степеням объемной концентрации феррочастиц  $\varphi$ :

$$g(r) = \exp(-U(r)/k_B T) [1 + \varphi \beta_3(r) + \varphi^2 \beta_4(r) + \dots], \quad (1)$$

где  $U(r) = U_e(r) + U_d(r)$  – потенциал взаимодействия частиц.

Главный Больцмановский член –  $\exp(-U(r)/k_B T)$  учитывает только взаимодействия между двумя произвольно выбранными частицами,  $\beta_k(r)$  – вириальные коэффициенты, описывающие влияние  $k$ -2 частиц на парные корреляции первой и второй. Каждый такой коэффициент учитывает центральное твердо-сферическое взаимодействие частиц  $\beta_k^{HS}(r)$  и нецентральное дальнедействующее диполь-дипольное взаимодействие магнитных моментов феррочастиц  $\beta_k^D(r)$ :

$$\beta_k(r) = \beta_k^{HS}(r) + \beta_k^D(r),$$

Разлагая в ряд  $\exp(-U(r)/k_B T)$  в уравнении (1) до второго порядка  $U_d^2(r)$  и усредняя диполь-дипольный потенциал по всем ориентациям магнитных моментов феррочастиц, приходим к следующему представлению парной функции распределения:

$$g(r) = \exp(-U_e/k_B T) (1 + \lambda^2/3r^6) g^{HS}(r) + \lambda^2 [\varphi \beta_3^D(r) + \varphi^2 \beta_4^D(r)] + \dots$$

где  $\lambda = m^2/d^3 k_B T$  - параметр диполь-дипольного взаимодействия, имеющий смысл отношения магнитной энергии к тепловой. Функция  $g^{HS}(r)$  описывает взаимодействие твердых сфер и может быть вычислена, например, с помощью приближения Перкуса-Йевики. Формулы для расчета  $\beta_k^D(r)$  приведены в работе [2].

На рис. 1 изображена парная корреляционная функция в зависимости от расстояния между частицами для различных концентраций  $\varphi$ . При увеличении концентрации, первый пик на графике заметно увеличивается, что свидетельствует о росте притягивающего взаимодействия при сближении частиц. Также с ростом концентрации более выраженным становится второй пик, так называемая вторая координационная сфера. Рис. 2 демонстрирует хорошее согласование теоретически определенной парной функции распределения с данными компьютерного моделирования [3].

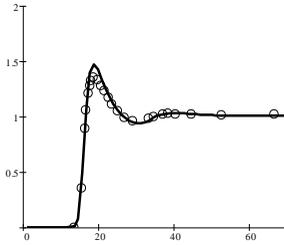


Рис. 1. Парная корреляционная функция  $g(r)$  в зависимости от расстояния  $r$  между частицами при различных объемных концентрациях  $\varphi$  (0.05 – сплошная линия, 0.15 – штрих, 0.25 – штрих-пунктир

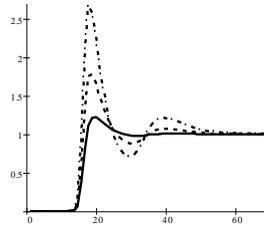


Рис. 2. Парная корреляционная функция  $g(r)$  в зависимости от расстояния  $r$  между частицами при концентрации  $\varphi = 0,1$ . Кривая – теоретическая модель, точки – компьютерное моделирование [3]

В присутствии внешнего магнитного поля усреднение диполь-дипольного потенциала по ориентациям моментов магнитных частиц дает ненулевой линейный коэффициент, что делает  $g(\vec{r})$  зависимой уже не только от расстояния  $r$  между частицами, но и от направления вектора  $\vec{r}$ :

$$g(r_{\perp}, r_{\parallel}) = \exp(-U_e / k_B T) (1 + \lambda^2 / 3r^6) g^{HS}(r) + \lambda^2 [\varphi \beta_3^D(r) + \varphi^2 \beta_4^D(r)] + \dots \\ \dots + \lambda L^2(\alpha) [b_2(r_{\perp}, r_{\parallel}) + \varphi b_3(r_{\perp}, r_{\parallel})] + \dots \quad (2)$$

Последнее слагаемое в (2) описывает влияние магнитного поля на межчастичные корреляции в магнитных жидкостях;  $r_{\parallel}$  и  $r_{\perp}$  – компоненты вектора  $\vec{r}$ , которые направлены соответственно параллельно и перпендикулярно магнитному полю;  $L(\alpha)$  – параметр Ланжевена; коэффициенты  $b_2(r_{\perp}, r_{\parallel})$  и  $b_3(r_{\perp}, r_{\parallel})$  определяются формулами:

$$b_2(r_{\perp}, r_{\parallel}) = \begin{cases} 0, & r < 1 \\ \frac{3r_{\parallel}^2}{(r_{\parallel}^2 + r_{\perp}^2)^{5/2}} - \frac{1}{(r_{\parallel}^2 + r_{\perp}^2)^{3/2}}, & r \geq 1 \end{cases}$$

$$b_3(r_{\perp}, r_{\parallel}) = \begin{cases} 0, & r < 1 \\ \left[ \frac{8}{(r_{\parallel}^2 + r_{\perp}^2)^{3/2}} - \frac{6}{(r_{\parallel}^2 + r_{\perp}^2)} + \frac{1}{2} - 3(r_{\parallel}^2 + r_{\perp}^2)^{1/2} + \frac{(r_{\parallel}^2 + r_{\perp}^2)^{3/2}}{2} \right] \left( \frac{3r_{\parallel}^2}{(r_{\parallel}^2 + r_{\perp}^2)} - 1 \right), & 1 \leq r \leq 2 \\ -\frac{8}{(r_{\parallel}^2 + r_{\perp}^2)^{3/2}} \left( \frac{3r_{\parallel}^2}{(r_{\parallel}^2 + r_{\perp}^2)} - 1 \right), & r > 2 \end{cases}$$

На рис. 3 изображена анизотропная парная функция распределения. Расположение первого максимума  $g(\vec{r})$  в направлении внешнего магнитного поля оказывается дальше в сравнении с той же величиной, рассматриваемой перпендикулярно полю. Наибольшее значение функция  $g(\vec{r})$  (белое на графике) принимает в направлении параллельном полю.

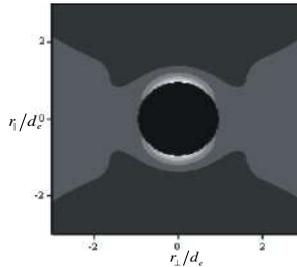


Рис. 3. Теоретическая анизотропная парная корреляционная функция для феррожидкости с объемной концентрацией  $\phi=0.15$ , константой диполь-дипольного взаимодействия  $\lambda=1$  и параметром Ланжевена  $\alpha=5$

Применяя преобразование Фурье к парной корреляционной функции ( $g(\vec{r})-1$ ) – получаем выражение для структурного фактора:

$$S(\vec{q}) = 1 + 24\phi \int [g(\vec{r}) - 1] e^{-i\vec{q} \cdot \vec{r}} d\vec{r},$$

где  $\vec{q}$  – волновой вектор.

Рис. 4 и 5 демонстрируют динамику изменения структурного фактора в отсутствии магнитного поля при различных значениях концентрации феррочастиц и параметра магнито-дипольного взаимодействия. При увеличении  $\lambda$  происходит незначительное смещение первого пика вправо и вверх. С увеличением концентрации, при фиксированном значении параметра диполь-дипольного взаимодействия, изменение структурного фактора более выражено.

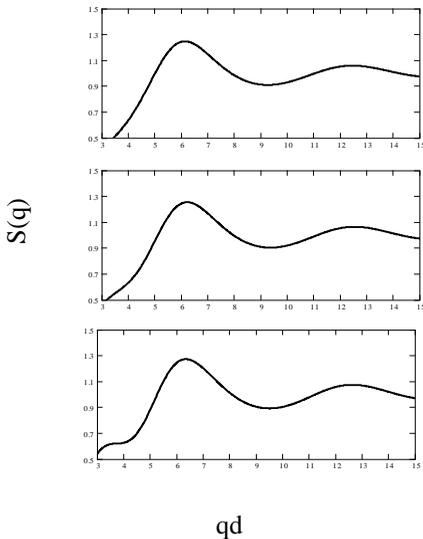


Рис. 4. Структурный фактор  $S(\vec{q})$  в отсутствии поля для различных параметров диполь-дипольного взаимодействия  $\lambda$  при постоянной объемной концентрации  $\varphi = 0.2$

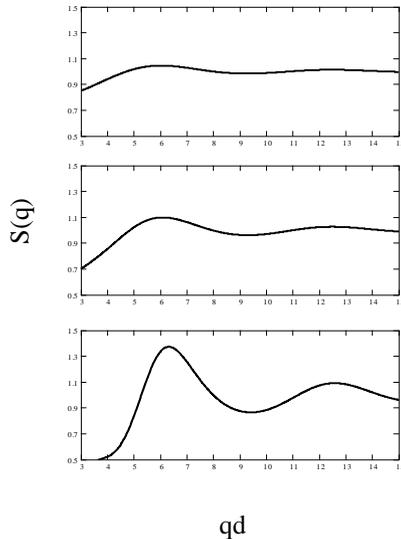


Рис. 5. Структурный фактор  $S(\vec{q})$  в отсутствии поля для различных объемных концентраций  $\varphi$  при постоянном параметре диполь-дипольного взаимодействия  $\lambda = 1$

В результате, разработана модель межчастичного взаимодействия в ионностабилизированной магнитной жидкости и определен структурный фактор рассеяния для различных физико-химических параметров системы. В присутствии внешнего магнитного поля наблюдается анизотропия структурного фактора. Получено хорошее согласование теоретических результатов и данных компьютерного моделирования [3].

Работа выполнена при финансовой поддержке CDRF грант № PG07-005-02, объединенного РФФИ-DFG гранта № 06-02-04019 и HO1108/12-1, грант РФФИ № 08-02-00647-а.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Barker J.A., Henderson D. Perturbation theory and equation of state for fluids. II. A Successful theory of liquids // J. Chem.Phys. – V. 47. – P.4714 (1967).
2. Elfimova E., Ivanov A. The radial distribution function and the structure factor of dipolar hard spheres // Magnetohydrodynamics. 2008. – Vol. 44. – P.39–44.2
3. Meriguet G., Jardat M., Turq P. Structural properties of charge-stabilized ferrofluids under a magnetic field: a Brownian dynamics study // J. Chem.Phys. – V. 121. – N 12. – P. 6078 (2004).

## СТРУКТУРЫ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ ТОНКОГО СЛОЯ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ: ТЕОРИЯ И КОМПЬЮТЕРНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

**Данилов В.А., Прокопьева Т.А., Канторович С.С.**

Уральский Государственный Университет им. А.М. Горького  
620083, г. Екатеринбург, пр. Ленина, д. 51. Факс: (343)3507401;  
E-mail: [kantorovich@fias.uni-frankfurt.de](mailto:kantorovich@fias.uni-frankfurt.de)



Данилов Виктор Александрович окончил УрГУ им. А.М. Горького в 2007 году. В настоящее время является аспирантом кафедры математической физики УрГУ, лаборант-исследователь НОЦ «Перспективные материалы».



Прокопьева Таисия Андреевна студент кафедры математической физики УрГУ, лаборант-исследователь НОЦ «Перспективные материалы»



Канторович Софья Сергеевна кандидат физико-математических наук, доцент кафедры математической физики УрГУ (2004 г.). Имеет более 40 научных публикаций, в том числе 15 статей в реферируемых журналах. Область научных интересов – статистическая механика магнитных жидкостей, магнитные, оптические, реологические свойства и микроструктура магнитных жидкостей.

В работе исследуется микроструктура нанослоя магнитной жидкости при 0К. Для анализа структуры образующихся агрегатов совместно использовались компьютерный эксперимент и теоретическое моделирование. В ходе компьютерного эксперимента были получены наиболее вероятные агрегаты из наночастиц: кольца, цепочки и их комбинации. В ходе теоретического исследования удалось показать, что идеальное кольцо из всех феррочастиц является основным состоянием нанослоя феррочастиц.

### **Введение**

Магнитные жидкости впервые были синтезированы в 60-х годах 20-го века. Они представляют собой взвеси ферромагнитных частиц в немагнитных жидкостях. Типичные размеры магнитных частиц не превышают 20–30 нм, такие частицы состоят из одного магнитного домена, и, как следствие, обладают собственным выделенным магнит-

ным моментом. Каждая частица покрыта защитной оболочкой, не позволяющей частице слипаться с другими. Таким образом, магнитные жидкости представляют собой новый класс материалов, сочетающих в себе магнитные свойства и текучесть.

В силу малых размеров частиц, экспериментально микроструктура магнитных жидкостей все еще не изучена до конца. Помимо малых размеров частиц, непосредственному наблюдению микроструктур мешают оптическая непрозрачность типичных жидкостей-носителей и непрерывное (броуновское) движение частиц внутри жидкости. Однако в 2003 году в лаборатории Вант Гоффа был разработан метод создания и глубокой заморозки тонких пленок магнитных жидкостей с удобными для экспериментального исследования свойствами [1]. Толщина слоя составляла всего 40 нм и все магнитные частицы были (примерно) одного размера. Это позволило использовать метод электронной микроскопии и “своими глазами” увидеть микроструктуру тонкого слоя магнитной жидкости.

Для эффективного использования таких пленок необходимо теоретически предсказывать их микроструктуру, и как следствие – свойства. Для этого сначала необходимо проанализировать их микроструктуру в основном состоянии (найти наиболее вероятную микроструктуру при 0К). Теоретическое изучение основного состояния системы суперпарамагнитных частиц является задачей многих тел и не является в общем случае возможным. Проблемой компьютерного моделирования является невозможность равновесной «заморозки» системы за конечное время. Известны работы [2, 3], в которых предпринимались попытки анализа структуры основного состояния, но окончательных выводов получено не было. В данной работе предложено отойти от классических методов и максимально эффективно использовать альянс компьютерного эксперимента и теории.

### Компьютерный эксперимент

Прежде всего, нужно было получить возможные “типы” агрегатов частиц тонкого слоя. Для этого мы использовали термодинамическую модификацию метода компьютерного моделирования Монте Карло (Метод Метрополиса [4]), варьируя положения и направления моментов всех частиц в системе и постепенно понижая температуру. Рассматривалась система из  $N$  сферических частиц одного размера (безразмерный диаметр частиц = 1.0) с трехмерным направлением магнитного момента  $\vec{m} = (m_x, m_y, m_z)$  и плоским положением  $\vec{r} = (r_x, r_y, 0)$  внутри тонкого слоя. Потенциальная энергия

взаимодействия двух частиц системы складывается из магнитной составляющей  $U^m_{ij} = M_2 \left( \frac{\vec{m}_i \vec{m}_j}{r_{ij}^3} - 3 \frac{\vec{m}_i \vec{r}_{ij} \cdot \vec{m}_j \vec{r}_{ij}}{r_{ij}^5} \right)$  и отталкивания твердых

сфер. Константа  $M_2$  отвечает за интенсивность магнитного взаимодействия частиц. Проводимый нами компьютерный эксперимент состоял из чередования этапов стабилизации системы и этапов понижения температуры вплоть до 0К. Считалось, что система пришла в равновесие (возможно в локальное), если энергия, полученная на текущей принятой итерации, слабо (0.5%) отличается от средней энергии системы (последние 100 принятых итераций). Очевидно, что скорость изменения температуры является очень важным параметром эксперимента. В зависимости от скорости заморозки системы, структуры, полученные в работе, были различны. Для примера, при быстрой заморозке ( $T_1 = 0.5 \cdot T_0$ ) системы из  $N = 16$  частиц мы получили цепочки малой длины (что соответствовало результатам, полученным в лаборатории Вант Гоффа). При умеренной заморозке ( $T_1 = 0.1 \cdot T_0$ ) той же системы были получены несколько цепочек большой длины, а при медленно замораживании ( $T_1 = 0.01 \cdot T_0$ ) – частицы системы собрались в кольцо (по форме, близкое к идеальному). Для системы из  $N = 32$  и более частиц, были найдены еще структуры – кольцо в кольце и два кольца рядом.

Многократным повторением компьютерного эксперимента был получен набор наиболее вероятных структур основного состояния: идеальное кольцо, два вложенных кольца, два кольца рядом и идеальная цепочка. Аналогичные качественные результаты были получены в работе [2].

### Теоретическое исследование и результаты

Получив набор структур, наиболее часто возникающих при заморозке, удастся значительно понизить число переменных в аналитическом выражении для полной энергии системы  $N$  частиц. Более того, зная топологию агрегата, минимизация по пространственным степеням свободы исчезает. Другими словами остается найти и минимизировать энергии для идеальной цепочки, идеального кольца, вложенных идеальных колец и двух колец рядом по переменным, отвечающим за ориентации магнитных моментов частиц. Зная эти энергии, мы сможем найти структуру (структуры) с наименьшей энергией, они и реализуется в основном состоянии.

В работе были получены аналитические выражения для энергий агрегатов всех 4-х типов. В силу громоздкости формул и ограничений на размер статьи, здесь мы приведем лишь некоторые асимптоты и основные результаты. Самой простой структурой является цепочка, частицы (и их магнитные моменты) в которой расположены вдоль одной прямой (локальный минимум). Асимптотическое выражение для энергии (для большого числа частиц) имеет

вид:  $U_{CH}(N) = -2M_2 \left( N\zeta(3) - \frac{\pi^2}{6} \right)$ , где  $N$  - число частиц в цепочке, а

$\zeta(3) = 1.202$  - функция Римана. В случае кольца асимптотическое поведение энергии описывается выражением:  $U_R(N) = -2M_2 N\zeta(3)$ .

Очевидно, что энергия кольца ниже, чем энергия цепочки для больших систем. На Рис. 1 показаны зависимости энергии цепочки и кольца от числа частиц (для кривых использовались точные выражения, а не их асимптоты). Видно, что кольцо становится выгоднее, начиная с  $N = 4$ .

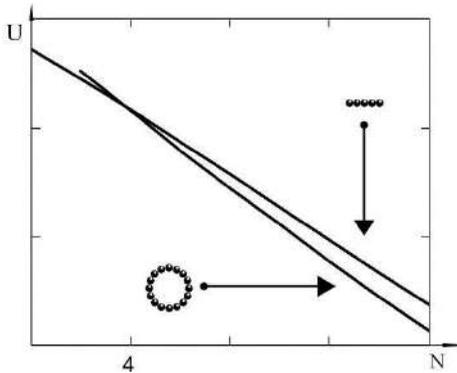


Рис. 1. Зависимость энергий кольца и цепочки от числа частиц. Кривые соответствуют точным выражениям, типы кривых обозначены в теле рисунка, энергия приведена в безразмерных единицах

Зная структуры, больше не нужно уменьшать температуру и в компьютерном эксперименте (можно отбросить тепловую составляющую), достаточно минимизировать энергию каждой структуры при 0К. Варьирование ориентации магнитных моментов для цепочки и кольца полностью подтвердило результаты теоретического анализа.

Неожиданными оказались результаты для вложенных колец и 2-х колец рядом. Для двух колец, энергия рассчитывалась как сумма энергии каждого из колец и энергии перекрестного взаимодействия частиц из двух колец. При минимизации (как в моделировании, так и в теории) для фиксированных  $N = n + m$  - числа частиц в кольцах ( $n$  - внешнее кольцо,  $m$  - внутреннее), варьировались углы отклонения моментов колец от направления касательных и угол поворота одного кольца относительно другого. Оказалось, что энергия перекрестного взаимодействия колец оказалась существенно меньше по модулю (на 2 порядка), чем энергия каждого из колец, а значит, суммарная энергия такой структуры качественно *не зависит от взаимной ориентации колец*. Более того, варьируя  $n$  ( $m = N - n$ ), был обнаружен потенциальный барьер при  $m = 3$ , препятствующий переносу частиц из внутреннего кольца во внешнее (рис. 2). Таким образом, если в системе в ходе заморозки образовались вложенные кольца, система никогда не перейдет в состояние с одним кольцом.

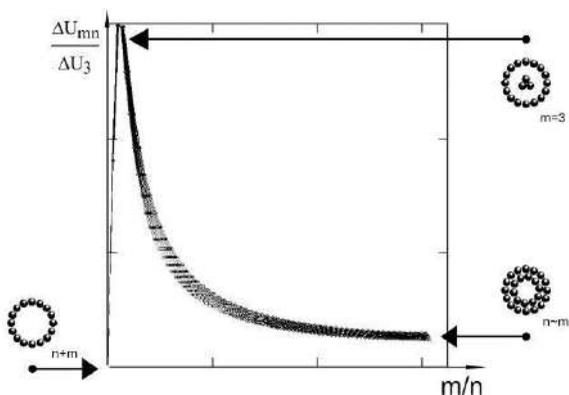


Рис. 2. Зависимость энергии системы от отношения числа частиц в кольцах ( $m$  - внутреннее,  $n$  - внешнее). Энергия приведена в относительных единицах. За нулевую отметку взята энергия одиночного кольца, состоящего из всех частиц ( $m=0$ ). Максимальное значение соответствует энергии барьера (при  $m=3$ ).  
Графики построены для числа частиц  $N = 32..128$

В результате, был разработан метод, позволяющий исследовать структуру основного состояния тонкого слоя магнитной жидкости. Были найдены точные формулы для расчета энергии цепочки, идеального кольца, вложенных колец и двух колец рядом. Основной вывод: идеальное кольцо из всех частиц системы имеет наименьшую энергию – является основным состоянием. Данный результат справедлив в отсутствии пространственных ограничений и внешнего магнитного поля. Анализ влияния данных факторов на топологию основного состояния ведется нами в данный момент.

Работа проведена при поддержке гранта АФГИР (CDRF) PG07-005-02, DFG-РФФИ 06-02-04019 и НО 1108/12-1, исследования одного из авторов (ССК) поддержаны Грантом Президента РФ МК – 412.2008.2 и грантом АФГИР (CRDF) Y3-P-05-11.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Klokkenburg M. et al // Phys. Rev. Lett. (2008) V. 96, P. 037203, (2006).
2. Morimoto H. et al // Phys. Rev. E (2003) V.68, P.061505.
3. Kun F. et al // Phys. Rev. E (2001) V.64, P.061503.
4. Metropolis N. et al // J. Chem. Phys. (1953) V. 21 P.1087.

## МАГНИТОДИФфуЗИЯ ЧАСТИЦ В ПЛОСКОМ СЛОЕ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

**Иванов А.С., Пшеничников А.Ф.**

Институт механики сплошных сред УрО РАН  
614013, г. Пермь, ул. Ак. Королева. Факс: (342) 2378487.

E-mail: [pshenichnikov@icmm.ru](mailto:pshenichnikov@icmm.ru)

В работе экспериментально исследовано разделение магнитной жидкости по концентрации магнетита в плоском слое магнитной жидкости, помещенном в градиентное магнитное поле. Диффузионные опыты в магнитных жидкостях проводились ранее в ряде работ для получения информации о наличии и структуре кластеров [1-3], для оценки магнитодипольных взаимодействий [4, 5] и для обнаружения термодиффузионных эффектов [6-8]. Основная цель данной работы состоит в оценке величины концентрационного разделения первоначально однородной жидкости и влияния на это разделение многочастичных агрегатов. Причиной разделения в проводившихся опытах

был магнитофорез – движение коллоидных частиц под действием градиентного магнитного поля, а градиентная диффузия частиц была единственным «механизмом», выравнивающим концентрацию.

### Методика эксперимента

Функциональная схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Измерительная ячейка была образована двумя плоскопараллельными стеклами  $G$ , между которыми зажималась фторопластовая пленка  $F$  с прямоугольной прорезью размерами  $1 \times 1$  мм. Толщина пленки определяла толщину слоя магнитной жидкости, который располагался горизонтально для минимизации влияния силы тяжести. Концентрация магнетита в ячейке определялась по степени поглощения тонкого луча света от He-Ne лазера  $L$ . Луч  $r_3$  проходил сквозь слой жидкости  $MF$  и ослаблялся согласно закону Бугера-Ламберта

$$I(x) = I_0 \exp(-\kappa \varphi d), \quad (1)$$

где  $I(x)$ ,  $I_0$  – интенсивности прошедшего через слой жидкости и падающего луча соответственно,  $\kappa$  – коэффициент поглощения,  $d$  – толщина слоя,  $\varphi(x)$  – объемная концентрация твердой фазы в точке с координатой  $x$ . Для уменьшения мощности лазерного луча и предотвращения локального нагрева жидкости использовался делитель света в виде плоскопараллельной стеклянной пластинки PPP. Положение луча в плоскости слоя изменялось с помощью подвижного зеркала  $M$ . Интенсивность света измерялась с помощью фотодиода  $VD$ , включенного последовательно с источником напряжения  $B$  и измерительным прибором  $SV$ . Для устранения влияния светового фона и повышения точности измерений, опорный луч света  $r_3$  модулировался механическим обтюратором  $O$  с частотой 75 Гц. При показанной на рисунке схеме включением фотодиода в режиме обратного смещения он работал как источник пульсирующего тока. Интенсивность прошедшего света была пропорциональна напряжению на сопротивлении  $R$ , которое измерялось селективным микровольтметром Unipan-237, усиливающим и отфильтровывающим основную гармонику полезного сигнала от шумов.

Длина слоя жидкости выбиралась на основе оценок характерного перепада концентраций и времени  $\tau$  установления термодинамического равновесия. В условиях проводившихся опытов постоянная времени имела порядок  $10^5$  с. Высокая точность перемещения луча  $r_3$  обеспечивалась использованием прецизионного микрометрического винта  $MS$  с ценой деления 0,005 мм. Ширина луча  $r_3$  в плоскости ячейки (после прохождения собирающей линзы  $L_1$ ) не превышала

0,01 мм. Толщина слоя жидкости варьировалась в диапазоне  $0,05 \div 0,2$  мм в зависимости от средней концентрации твердой фазы в слое. Градиентное магнитное поле создавалось подковообразным постоянным магнитом (не показанном на рисунке) с клиновидными наконечниками, обеспечивающими поле с практически однородным градиентом напряженности в рабочей области. Поле ориентировалось параллельно плоскости слоя с магнитной жидкостью, что обеспечивало равенство напряженностей поля внутри и снаружи образца.

Для проверки применимости закона Бугера-Ламберта к магнитным жидкостям и определения коэффициента поглощения  $\kappa$  были проведены тестовые опыты без магнитного поля, но с измененной конфигурацией измерительной ячейки в виде жидкого клина (рис. 2). Форма клина придавалась образцу двумя плоскими стеклами G и тонкой проволокой W. Толщина проволоки и длина стекол определяют угол раствора  $\alpha$ , т.е. коэффициент пропорциональности между локальной толщиной слоя жидкости и горизонтальной координатой. При перемещении клина микрометрическим винтом MS вдоль оси x, меняется толщина просвечиваемого слоя. Так как концентрация твердой фазы в этих опытах однородна, формула (1) позволяет определить коэффициент поглощения по экспериментальной зависимости  $U_R = f(x)$ . Концентрация твердой фазы определялась по плотности магнитной жидкости, измеряемой с помощью стандартного пикнометра.

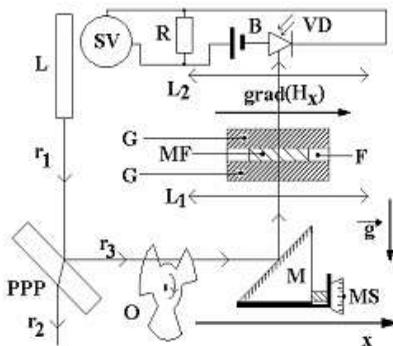


Рис. 1. Схема установки

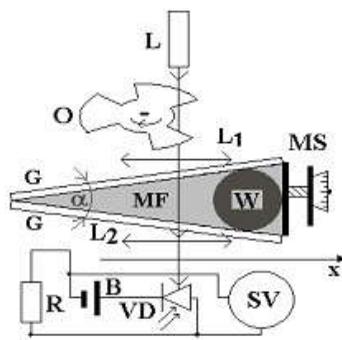


Рис. 2. Схема тестовых опытов

### Результаты эксперимента и их анализ

В опытах использовались магнитные жидкости типа «магнетит – керосин – олеиновая кислота», приготовленные по стандартной методике. Мы ограничились опытами с разбавленными растворами, с

частицами минимального диаметра магнитного ядра (6–7 нм), в которых магнитодипольные, стерические и гидродинамические межчастичные взаимодействия не оказывают сильного влияния на физические свойства растворов. Исключение составляют только силы Ван-дер-Ваальса которые потенциально могут привести к агрегированию частиц, имеющих дефекты оболочек, и образованию квазисферических кластеров. Учет этих агрегатов в диффузионных процессах вполне возможен в рамках двухфракционной модели [3, 9]. В качестве одной из фракций выступают одиночные одномономерные частицы, а в качестве второй - квазисферические агрегаты. Отдельные частицы имеют собственный магнитный момент, флуктуирующий по ориентациям, а магнитный момент многочастичных кластеров является наведенным и направлен вдоль магнитного поля. Полагая для удобства все агрегаты одинаковыми и состоящими из  $N$  частиц, получим следующее выражение для распределения магнитной фазы по объему ячейки

$$\phi = C_1 \frac{\sinh(\xi)}{\xi} + C_2 \exp(N\xi), \quad (1)$$

где  $\xi$  – параметр Ланжевена, определенный по среднему магнитному моменту частиц. Постоянные  $C_1, C_2$  определяют вклады отдельных частиц и агрегатов и связаны между собой условием нормировки:

$$\frac{1}{V} \int \phi dv = \langle \phi \rangle, \quad \langle \phi_1 \rangle = \frac{C_1}{V} \int \frac{\sinh(\xi)}{\xi} dv, \quad \langle \phi_2 \rangle = \frac{C_2}{V} \int \exp(N\xi) dv, \quad (2)$$

где  $\langle \phi_1 \rangle, \langle \phi_2 \rangle, \langle \phi \rangle$  – усредненные по объему концентрации одиночных частиц, агрегатов и их сумма соответственно. При анализе экспериментальных данных одна из констант, средний магнитный момент одиночных частиц и число частиц в кластере рассматривались в качестве подгоночных параметров.

На рис. 3 приведено типичное равновесное распределение частиц по длине ячейки для раствора с объемной концентрацией магнетита 0,0232. По результатам подгонки мы получили  $\langle \phi_1 \rangle = 0,0216, \langle \phi_2 \rangle = 0,0016, N \approx 120$ . Это означает, что исследованном образце процент агрегированных частиц

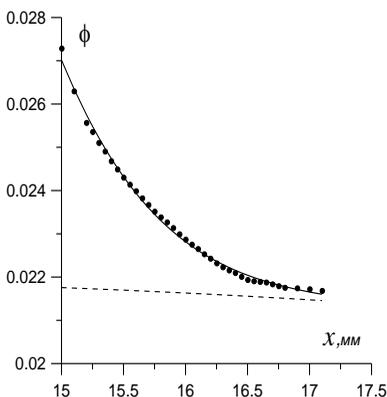


Рис. 3. Объемная доля магнетита в жидкости в зависимости от координаты вдоль ячейки. Точки – эксперимент, сплошная линия – формуле (1), штриховая – одиночным частицам

очень мал (менее 8%), но они являются основной причиной разделения магнитной жидкости в неоднородном магнитном поле. Штриховая линия на рис. 3, соответствующая индивидуальным частицам, идет почти параллельно оси абсцисс.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 07-02-96015, 07-08-97625).

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Дроздова В.И., Чеканов В.В. // Магнитная гидродинамика. – 1981. – №1. – С. 61.
2. Бузмаков В.М., Пшеничников А.Ф. // Магнитная гидродинамика. – 1986. – №4. – С. 23.
3. Vuzmakov V.M., Pshenichnikov A.F. // J. Colloid Interface Sci. – 1996. – Vol.182. – P.63.
4. Vacri J.-C., Cebers A., Bourdon A. et. al. // Phys. Rev. Lett. – 1995. – Vol. 74. – No 25. – P. 5032.
5. Vacri J.-C., Cebers A., Bourdon A. et. al. // Phys. Rev. E. – 1995. – Vol. 52. – No 4. – P. 3936.
6. Blums E., Mezulis A., Maiorov M., Kronkals G. // J. Magn. Magn. Matt. – 1997. – Vol. 69. – No 1–2. – P. 220.
7. Blums E., Odenbach S., Mezulis A., Maiorov M. // J. Magn. Magn. Matt. – 1999. – Vol. 201. – P. 268.
8. Lenglet J., Bourdon A., Vacri J.-C. et. al. // Phys. Rev. E. – 2002. – Vol. 65. – No 3. – P. 031408.
9. Лахтина Е.В., Пшеничников А.Ф. // Коллоидный журнал. – 2006. – Т. 68. – № 3. – С. 327.

## МАГНИТОФОРЕЗ И ДИФFUЗИЯ ЧАСТИЦ В КОНЦЕНТРИРОВАННЫХ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЯХ

**Пшеничников А.Ф.**

Институт механики сплошных сред УрО РАН  
614013, г. Пермь, ул. Ак. Королева. Факс: (342) 2378487.

E-mail: [pshenichnikov@icmm.ru](mailto:pshenichnikov@icmm.ru)



Пшеничников А.Ф. закончил физический факультет Пермского государственного университета в 1969 г. В 1992 г. он защитил докторскую диссертацию, в 1998 г. – получил звание профессора. С 1993 г он заведует лабораторией динамики дисперсных систем ИМСС УрО РАН. Область научных интересов А.Ф. Пшеничникова охватывает синтез высококонцентрированных ферроколлоидов, гидродинамику магнитных жидкостей в переменных полях, разработку моделей, описывающих магнитные и реологические свойства ферроколлоидов с учетом межчастичных взаимодействий, изучение фазовых переходов. А.Ф. Пшеничниковым опубликовано более 190 научных работ и шесть авторских свидетельств на изобретения. Президиум РАН дважды (1994 и 1997 гг.) присуждал ему государственную научную стипендию. В 2003 г. Президиум УрО РАН наградил его дипломом и премией им. Ак. Семихатова за цикл работ по гидродинамике магнитных жидкостей в переменном магнитном поле.

Целью работы является расчет концентрационных полей и намагниченности магнитной жидкости, находящейся в неоднородном магнитном поле. Основное внимание уделено коррекции уравнения магнитодиффузии и решению проблем, обусловленных стерическими, гидродинамическими и магнитодипольными взаимодействиями между частицами. Магнитная жидкость рассматривается как сплошная среда с эффективной намагниченностью и вязкостью. В прикладном плане интерес к задаче связан с тем обстоятельством, что магнитофорез и седиментация коллоидных частиц являются главной причиной нестабильности показаний (дрейфа нуля) в магнитожидкостных датчиках.

**Разбавленные растворы: стационарное распределение частиц.** Рассмотрим вначале задачу о стационарном распределении магнитных частиц в замкнутой полости, находящейся в магнитном поле и поле тяжести в отсутствие гидродинамических течений и в пренебрежении межчастичными взаимодействиями. Решение стационарной задачи

существенно упрощается благодаря тому обстоятельству, что силовые поля потенциальны, а стенки полости непроницаемы для вещества. В этих условиях стационарное состояние системы является одновременно и термодинамически равновесным (отсутствуют потоки импульса, энергии и массы), а сама система подчиняется распределению Больцмана.

$$dW = A \exp(-U/kT) d\Omega, \quad (1)$$

где  $A$  – нормировочная константа,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – абсолютная температура,  $d\Omega$  – элемент фазового пространства. Потенциальная энергия  $U$  частицы равна

$$U = -\mu_0 m H(x, z) \cos \vartheta - \Delta \rho V_s g (z \cos \alpha + x \sin \alpha). \quad (2)$$

Здесь  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м,  $m$  – магнитный момент частицы,  $\theta$  – угол между магнитным моментом и напряженностью магнитного поля,  $\Delta \rho$  – разность между плотностью твердого ядра частицы и плотностью магнитной жидкости,  $V_s$  – объем твердого ядра частицы,  $\alpha$  – угол между осью  $z$  и вектором силы тяжести  $\mathbf{g}$ , находящимся в плоскости  $xOz$ . Последнее слагаемое в (2) записано с учетом архимедовых сил и в предположении, что магнитную жидкость можно рассматривать как сплошную среду с некоторой эффективной плотностью. Для упрощения дальнейших выкладок и записи решения в компактной форме удобно перейти к безразмерным переменным, выбрав высоту полости  $h$  в качестве единицы измерения расстояния, характерную напряженность  $H^*$  на границе полости – в качестве единицы измерения напряженности поля и тепловую энергию  $kT$  – в качестве единицы энергии. С учетом (2) распределение (1) принимает вид:

$$dW = A \exp[\xi_1 H(x, z) \cos \theta + G(z \cos \alpha + x \sin \alpha)] \sin \theta dv d\theta, \quad (3)$$

где введены параметр Ланжевена  $\xi_1 = \mu_0 m H^*/(kT)$  и гравитационный параметр  $G = \Delta \rho V_s g h / (kT)$ , определяющий степень влияния гравитационного поля. Усредняя (3) по ориентациям магнитного момента, получим вероятность нахождения частицы в произвольной точке пространства

$$dW^* = A \frac{\sinh \xi}{\xi} \exp[G(z \cos \alpha + x \sin \alpha)] dv. \quad (4)$$

Здесь  $\xi = \xi_1 H(x, y, z)$ , а константа нормировки определяется интегрированием (4) по объему полости. Так как локальная концентрация частиц пропорциональна плотности вероятности из (4), то концентрационное поле будет подчиняться уравнению

$$\varphi = \langle \varphi \rangle = \frac{\frac{\sinh \xi}{\xi} \exp[G(z \cos \alpha + x \sin \alpha)]}{\frac{1}{V} \int_v \frac{\sinh \xi}{\xi} \exp[G(z \cos \alpha + x \sin \alpha)] dv}, \quad (5)$$

где  $\langle \varphi \rangle$  означает среднюю по объему концентрацию частиц. Единица измерения концентрации произвольная (числовая плотность частиц, объемная доля магнитной фазы, и др.).

Уравнение (5) применимо для полостей произвольной формы (включая трехмерные задачи) и произвольных магнитных полей. Оно также легко распространяется на случай полидисперсной суспензии. В этом случае для каждой фракции частиц необходимо написать отдельное уравнение типа (5). Основное ограничение связано с пренебрежением межчастичными взаимодействиями. Уравнение (5) не пригодно для описания концентрированных систем, или систем, в которых высокая концентрация частиц создается в отдельных областях. Так как это уравнение описывает только стационарное состояние, оно не содержит никаких кинетических коэффициентов. Степень расслоения магнитной жидкости по концентрации определяется двумя безразмерными параметрами (критериями подобия): параметром Ланжевена  $\xi$  и гравитационным параметром  $G$ .

**Динамика магнитофореза в концентрированных ферроколлоидах.** Для динамической задачи о магнитофорезе и диффузии коллоидных частиц в концентрированной магнитной жидкости существенное значение имеют три типа межчастичных взаимодействий: стерические, магнитодипольные и гидродинамические. В приближении сплошной среды точность решения уравнений может быть весьма высокой, но надежность результатов определяется в конечном итоге степенью адекватности выбранных физических моделей, описывающих взаимодействия. По этой причине основное внимание уделено выбору этих моделей и их реализации. Внешнее магнитное поле делает систему анизотропной, так что подвижность частиц и коэффициент диффузии становятся, вообще говоря, тензорными величинами. Эта анизотропия здесь не учитывается. Связанная с таким подходом погрешность имеет примерно такой же порядок, как и относительная анизотропия вязкости, которая редко превышает 20-30% даже в случае сильных полей. В отсутствие конвективного движения в полости поток частиц формируется под действием трех конкурирующих механизмов: градиентной диффузии, магнитофореза и седиментации в поле тяжести.

**Градиентная диффузия** частиц, обусловлена броуновским движением частиц. Плотность  $J_1$  диффузионного потока частиц определяется законом Фика, в котором коэффициент диффузии  $D$ , вообще говоря, зависит от концентрации частиц. Наиболее достоверный способ учета стерических взаимодействий состоит в использовании аппроксимации Карнагана-Старлинга для свободной энергии системы твердых сфер. В этом случае зависимость коэффициента диффузии от концентрации коллоидных частиц принимает вид [1, 2]:

$$D = kTb \left[ 1 + 2\phi \frac{4-\phi}{(1-\phi)^4} \right] = D_0 K(\phi) \left[ 1 + 2\phi \frac{4-\phi}{(1-\phi)^4} \right], \quad (6)$$

где  $D_0 = kT/3\pi\eta_0 d$  – эйнштейновский коэффициент диффузии, определенный через вязкость дисперсионной среды,  $b$  – подвижность частиц,  $\phi$  – их объемная доля,  $d$  – полный диаметр коллоидной частицы. Главный недостаток аппроксимации Карнагана-Старлинга в том, что она не «чувствует» переход суспензии в «отвержденное» состояние, однако другие аппроксимации также страдают этим недостатком. Что касается относительной подвижности  $K(\phi)$ , то можно только отметить отсутствие теоретических моделей, проверенных экспериментально при высоких концентрациях.

**Магнитофорез** – движение коллоидных частиц под действием неоднородного магнитного поля. Магнитодипольные взаимодействия учитываются нами в рамках модифицированной модели эффективного поля (ММЭП), которая хорошо описывает равновесную намагниченность ферроколлоидов с начальной проницаемостью до десятка единиц СИ [3–5]. В данной работе эта модель распространяется на пространственные перемещения частиц (а не только на вращательные, как при вычислении намагниченности). Плотность потока частиц в этом приближении будет равна

$$J_2 = \mu_0 b M \nabla H_e, \quad H_e = H + M_L/3, \quad (7)$$

где  $M_L = m L(\xi)$  – намагниченность раствора, вычисленная в ланжевовском приближении,  $L(\xi) = \text{cth} \xi - 1/\xi$ ,  $\xi = \mu_0 m H / k T$ . При выводе формулы (7) принят во внимание квазиравновесный характер намагниченности (вектор намагниченности параллелен локальной напряженности магнитного поля) и введена эффективная напряженность поля согласно ММЭП первого порядка.

$$M(H) = m L(\xi_e), \quad \xi_e = \mu_0 m (H + M_L/3) / k T, \quad (8)$$

где  $n$  – числовая плотность частиц,  $x$  – диаметр магнитного ядра частицы,  $L(\xi)$  – функция Ланжевена. Под напряженностью поля  $H$  в (7), (8) понимается напряженность поля внутри магнитной жидкости.

**Седиментация в поле тяжести.** С учетом архимедовых сил плотность седиментационного потока равна

$$\mathbf{J}_3 = nb\Delta\rho V_s \mathbf{g} = D_0 K(\phi) n \frac{\Delta\rho V_s \mathbf{g}}{kT}. \quad (9)$$

Плотность полного потока частиц найдем как сумму седиментационного, «форетического» и диффузионного потоков:

$$\mathbf{J} = D_0 K(\phi) \left\{ nL(\xi_e) \nabla(\xi_e) + n\lambda \mathbf{e} - \left[ 1 + \frac{2\phi(4-\phi)}{(1-\phi)^4} \right] \nabla n \right\}, \quad (10)$$

где  $\lambda = \Delta\rho V_s \mathbf{g} / (kT)$  – обратная высота барометрического распределения,  $\mathbf{e}$  – единичный вектор, направленный вдоль ускорения свободного падения. Непосредственно из этого уравнения следует динамическое уравнение для концентрации коллоидных частиц

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = -D_0 \operatorname{div} \left\{ K(\phi) \left[ \phi L(\xi_e) \nabla(\xi_e) + \phi \lambda \mathbf{e} - \left[ 1 + \frac{2\phi(4-\phi)}{(1-\phi)^4} \right] \nabla \phi \right] \right\}. \quad (11)$$

Главной особенностью уравнения магнитодиффузии (11) является сильная нелинейность, обусловленная зависимостью эффективного поля и подвижности частиц в правой части уравнения от концентрации частиц и множителем Карнагана-Старлинга.

В условиях термодинамического равновесия суммарный поток (10) частиц обращается в нуль. Это означает, что

$$\left[ 1 + \frac{2\phi(4-\phi)}{(1-\phi)^4} \right] \nabla \phi = \phi L(\xi_e) \nabla(\xi_e) + \phi \lambda \mathbf{e}. \quad (12)$$

После интегрирования уравнения (12) получаем общее решение, описывающее стационарное распределение коллоидных частиц в полости с учетом стериических и магнитодипольных межчастичных взаимодействий

$$\ln \phi + \frac{3-\phi}{(1-\phi)^3} = \ln \left( \frac{\sinh \xi_e}{\xi_e} \right) - \lambda z + \operatorname{const}. \quad (13)$$

В пределе разбавленных растворов уравнение (13) совпадает с (5), а в отсутствие магнитного поля из него получается гидростатическое распределение частиц по высоте [2]. В общем случае равновесное распределение частиц в магнитной жидкости зависит от эффективного поля, складывающегося из внешнего поля, размагничивающих полей и среднего поля, создаваемого соседними частицами. Гидродинамические взаимодействия между частицами никак не влияют на равновесное уравнение (13), но могут оказывать очень сильное влияние на динамику магнитофореза: в зависимости от концентрации частиц их по-

движность может изменяться на два – три порядка. Профили концентрации, описываемые уравнением (13), были сопоставлены с результатами численного моделирования, полученными методом Монте-Карло для систем с объемной долей частиц до 40%. Обнаружилось хорошее совпадение данных. В случае магнитных жидкостей с узким распределением частиц по размерам («монодисперсный» ферроколлоид) найденное решение имеет достаточно широкую область применимости, исключая только ситуации, в которых объемная доля частиц приближается к коэффициенту случайной плотной упаковки, равному, примерно 0,61. Не видно никаких ограничений на геометрию полости, на конфигурацию и величину магнитных полей. Весьма слабое ограничение на полученное решение накладывает модифицированный вариант эффективного поля. В случае его применения к магнитным жидкостям с начальной восприимчивостью порядка сотни единиц СИ наблюдается повышенная погрешность при расчете намагниченности в слабых полях [6, 7]. Это замечание, однако, не относится к коммерческим жидкостям, магнитная проницаемость которых не превышает обычно нескольких единиц.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 07-02-96015, 07-08-97625).

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Бувич Ю.А., Зубарев А.Ю., Иванов А.О. / Магнитная гидродинамика. – 1989. – №2. – С. 39.
2. Иванов А.О. Фазовое расслоение магнитной жидкости: Дисс. ... д-ра физ.-мат. наук. – Екатеринбург. 1998.
3. Pshenichnikov A.F., Mekhonoshin V.V., Lebedev A.V. // J. Magn. Magn. Mater. – 1996. – Vol.161. – P.94.
4. Ivanov A.O., Kuznetsova O.B. // Phys. Rev. E. – 2001. – V. 64. – P. 041405.
5. Ivanov A.O., Kantorovich S.S., Reznikov E.N. et. al. // Phys. Rev. E. – 2007. – Vol. 75. – P. 061405.
6. Pshenichnikov A. F., Lebedev A.V. // J. Chem. Phys. – 2004. – Vol. 121. – No 11. – P. 5455.
7. Пшеничников А.Ф., Лебедев А.В. // Коллоидный журнал. – 2005. – Т. 67. – №2. – С. 218.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МАГНИТОФЕРЕЗА И БРОУНОВСКОЙ ДИФфуЗИИ НА СТАТИКУ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

**Баштовой В.Г., Рекс А.Г., Климович С.В.**

Белорусский национальный технический университет  
БЕЛАРУСЬ, 220013 г. Минск, проспект Независимости 65,  
Факс: (375) 17-331 00 52, E-mail:[bashv@rambler.ru](mailto:bashv@rambler.ru)



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 250 публикаций.



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 доцентом кафедры ЮНЕСКО БНТУ, заведующим НИЛ «Термомеханика магнитных жидкостей» БНТУ. Имеет более 130 научных публикаций.



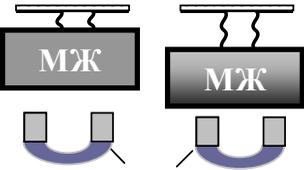
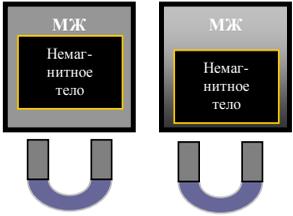
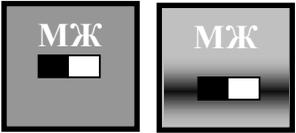
Климович Сергей Викторович окончил Белорусский политехнический институт в 1989 г. В настоящее время является аспирантом Белорусского национального технического университета, работает также преподавателем на кафедре ЮНЕСКО «Энергосбережение и возобновляемые источники энергии». Специализируется в области гидродинамики газожидкостных систем с магнитной жидкостью. Является соавтором 10 научных публикаций.

В работе исследовано влияние процессов диффузии броуновских магнитных частиц в магнитной жидкости на силы, действующие в объеме жидкости во внешнем неоднородном магнитном поле.

**1. Общие положения.** Поскольку магнитная жидкость представляет собой коллоид твердого ферромагнетика, то в неоднородных магнитных полях в ней имеют место процессы магнитофереза и броуновской диффузии [1]. Однако влияние этих процессов на статику магнитных жидкостей до сих пор практически не изучено. Эти вопро-

сы актуальны в связи необходимостью обеспечения стабильных параметров высокоточных сенсорных устройств и жидкостных подвесов на основе магнитных жидкостей.

При нелинейном распределении напряженности магнитного поля в жидкости магнитные частицы концентрируются в областях с большей напряженностью магнитного поля  $H$ . Соответственно, в этих областях увеличивается намагниченность  $M$  жидкости. Как правило, в этих областях и градиенты напряженности поля  $\nabla H$  имеют наибольшие значения. А поскольку магнитная сила, действующая на объем магнитной жидкости определяется произведением намагниченности на градиент поля, то должен наблюдаться ее нелинейный рост со временем  $t$ . При этом возможны следующие ситуации.

 <p style="text-align: center;">Магнит</p>	<p><b>Влияние диффузии на «магнитный вес» магнитной жидкости.</b> Сила, притягивающая объем магнитной жидкости к полюсам внешнего источника магнитного поля («магнитный вес жидкости») увеличивается из-за концентрации частиц на более близких к полюсам расстояниях.</p>
	<p><b>Влияние диффузии на равновесие немагнитных тел в магнитной жидкости.</b> Сила, действующая на немагнитные тела в магнитной жидкости уменьшается из-за концентрации магнитных частиц в области полюсов внешнего источника магнитного поля, и тогда равновесное положение тела изменяется со временем.</p>
	<p><b>Влияние диффузии на равновесие постоянных магнитов в магнитной жидкости.</b> Сила, действующая на постоянный магнит в магнитной жидкости, уменьшается из-за концентрации магнитных частиц вблизи магнита, вследствие чего равновесное положение магнита изменяется со временем.</p>

**2. Основные уравнения диффузии магнитных частиц в магнитной жидкости.** Рассмотрение базируется на классической теории диффузии броуновских частиц в поле массовой силы применительно к магнитным жидкостям (магнитным коллоидам) [2].

Определяющая система уравнений для концентрации магнитных частиц  $C$  имеет следующий безразмерный вид

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \Delta C - U[\Lambda(\nabla C \nabla H + C \Delta H) + C \nabla \Lambda \nabla H], \quad \Lambda(H) = [cth(UH) - 1/(UH)]$$

$$- \frac{\partial C}{\partial n} + UC \Lambda \frac{\partial H}{\partial n} = 0 \quad (\text{на непроницаемых границах}), \quad (1)$$

$$C(x_i, t=0) = 1 \quad (\text{в начальный момент времени}),$$

Безразмерный критерий  $U = \mu_0 m_m H_0 / kT$  представляет собой отношение потенциальной энергии частицы в магнитном поле к ее тепловой энергии. Здесь  $\mu_0$  – магнитная проницаемость вакуума;  $k$  – постоянная Больцмана;  $T$  – температура.

**3. Магнитный вес жидкости.** Влияние неравномерного распределения концентрации частиц в магнитной жидкости с намагниченностью  $M$  рассмотрим на примере силы  $F$ , действующей на ее объем  $V$  в неоднородном магнитном поле. Эту силу можно назвать магнитным весом жидкости, и она определяется выражением  $F = \int_V \mu_0 M \nabla H dV$ . Если намагниченность насыщения материала маг-

нитных частиц  $M_{fs}$ , то намагниченность жидкости  $M = C' M_{fs} \Lambda$ . Поскольку намагниченность насыщения магнитной жидкости есть произведение  $M_{fs}$  на среднюю объемную концентрацию частиц  $M_s = \bar{C} M_{fs}$ , то  $M = M_s C \Lambda$ , где  $C = C' / \bar{C}$  – относительная концентрации частиц. Тогда объемная магнитная сила в жидкости есть

$$F = \int_V \mu_0 M_s C \Lambda \nabla H dV \quad (2)$$

и явным образом зависит от распределения частиц в жидкости, которое должно находиться из решения системы уравнений (1).

Если магнитная жидкость находится в насыщении ( $\Lambda=1$ ), а градиент поля постоянен, то  $F = \mu_0 M_s (\nabla H) V$ . Тогда магнитный вес жидкости остается постоянным независимо от распределения концентрации частиц в ней.

Иная ситуация возникает при нелинейном распределении напряженности магнитного поля в жидкости, а также при зависимости намагниченности жидкости от поля.

**4. Установившееся одномерное решение.** Пусть слой магнитной жидкости располагается между двумя непроницаемыми плоскопараллельными пластинами с расстоянием  $l$  между ними, а магнитное поле изменяется только вдоль оси  $z$ , перпендикулярной пластинам,  $H=H(z)$ . Вектор плотности потока частиц  $\dot{\mathbf{i}}$  в этом случае имеет только  $z$  – проекцию. Тогда в установившейся ситуации ( $\partial C / \partial t = 0$ ) из (1) имеем

$$\frac{\partial C}{\partial z} = UC\Lambda(H) \frac{\partial H}{\partial z}. \quad (3)$$

Решение этого уравнения дает следующее установившееся распределение концентрации частиц в рассматриваемом слое магнитной жидкости

$$C = \frac{sh(UH)}{H} \left[ \int_0^1 \frac{sh(UH)}{H} dz \right]^{-1}, \quad \int_0^1 C dz = 1. \quad (4)$$

Безразмерный магнитный вес  $P$  объема жидкости с единичной площадью  $S$  в продольном сечении определяется следующим образом  $P = F/\mu_0 M_s H_0 S$  и равен из (2) с учетом (3)

$$P = \int_0^1 C\Lambda \frac{\partial H}{\partial z} dz = \frac{1}{U} [C(1) - C(0)].$$

Если определить средний магнитный вес жидкости  $\bar{P}$  как его значение при относительной концентрации частиц, равной единице, то

$$\bar{P} = \int_0^1 \Lambda(H) \frac{\partial H}{\partial z} dz = \frac{1}{U} \int_0^1 \frac{dC}{C} = \frac{1}{U} \ln \frac{C(1)}{C(0)}.$$

Анализ удобно провести для относительной величины этого веса

$$P_r = P / \bar{P} = [C(1) - C(0)] / [\ln C(1) - \ln C(0)]. \quad (5)$$

При больших значениях напряженности магнитного поля ( $U \gg 1$ ), когда жидкость можно считать находящейся в насыщении и  $\Lambda=1$ , из решения (4) для определенных выше величин получаются следующие выражения:

$$C = \exp(UH) / \int_0^1 \exp(UH) dz, \quad P = [C(1) - C(0)] / U,$$

$$\bar{P} = [\ln C(1) - \ln C(0)] / U = H(1) - H(0).$$

**5. Теоретические результаты.** Описанные процессы могут быть заметны при значениях магнитного параметра  $U$  больше единицы. При величине магнитного момента частиц  $m_m = 2,5 \cdot 10^{-19}$  Дж/Тл и

комнатной температуре  $T = 300$  К значение  $U = 1$  имеет место при напряженности поля примерно 10 кА/м. В зазорах магнитожидкостных уплотнений, демпфирующих устройств с сильными магнитными полями и большими градиентами значения этого параметра достигают нескольких десятков. Именно уплотнения явились примером наиболее заметного проявления магнитодиффузионных процессов.

При рассмотрении данных процессов необходимо иметь в виду, что в сильных магнитных полях возможно возникновение необратимых концентрационных изменений в жидкости. В частности, возможно необратимое оседание частиц на поверхностях магнитов. В связи с этим анализ результатов ограничивается значением относительной концентрации частиц равной 5 или условием, что области с большей концентрацией занимают не более 5% объема жидкости.

Графики на рисунке 1 демонстрируют влияние броуновской диффузии на относительный магнитный вес жидкости в случае одномерной задачи. Расчеты проведены по формулам (4), (5) для модельной конфигурации безразмерной напряженности магнитного поля:

$H = b^n / (b + z)^n$ . Изменение показателя степени  $n$  позволяет проследить влияние степени нелинейности поля на рассматриваемые процес-

сы. Условие  $H(z=0) = 1$  означает, что в качестве масштаба напряженности магнитного поля  $H_0$  выбрано его значение в точке  $z = 0$ .

С ростом  $U$  магнитный вес жидкости может увеличиться в несколько раз. При этом увеличение происходит тем интенсивнее, чем больше градиенты напряженности магнитного поля.

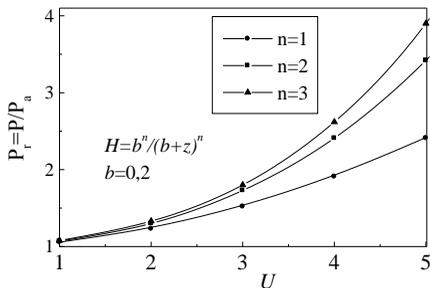


Рис. 1

**6. Экспериментальные исследования.** Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2. Кювета с магнитной жидкостью установлена на электронных весах, подключенных к персональному компьютеру. На специальной опоре под кюветой установлен источник неоднородного магнитного поля в виде системы постоянных магнитов либо электромагнита. Регистрация действующей на магнитную жидкость магнитной силы производилась в течение промежутка времени длительностью до 8 часов.

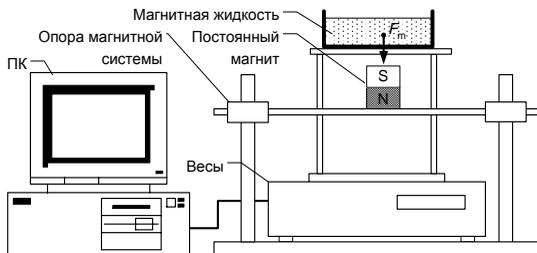


Рис. 2

Использованы магнитные жидкости на основе керосина МК-72, МК-44, МК-29 с намагниченностью насыщения соответственно 72,5, 43,8 и 28,3 кА/м. Напряженность магнитного поля в области дна кюветы

достигает значения до 100 кА/м, градиент поля – 11000 кА/м<sup>2</sup>.

Перераспределение концентрации частиц приводит к возрастанию со временем магнитного веса жидкости, что иллюстрируется графиком на рис. 3. Наиболее заметно это изменение происходит в начальный момент времени, а далее вес жидкости выходит на стационарное значение. Влияние процесса диффузии тем заметнее, чем больше значение магнитного параметра  $U$ . Влияние концентрации магнитных частиц (намагниченности насыщения жидкости) на рост магнитной силы со временем показано на рис. 4.

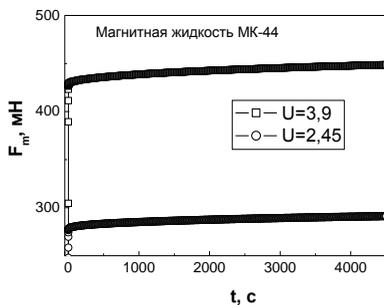


Рис. 3

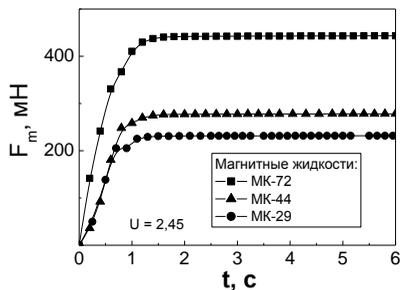


Рис. 4

Работа выполнена при поддержке Фонда фундаментальных исследований Республики Беларусь.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Rosensweig R.E. Ferrohydrodynamics. – Cambridge University Press, Cambridge, USA, 1985. – 344 p.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: В 10 т., 3-е изд., перераб. – М.: Наука, 1986. – Т. VI: Гидродинамика. – 736 с.

## РЕШЕТОЧНЫЕ СТРУКТУРЫ И СУПЕРФЕРРОМАГНЕТИЗМ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ КОЛЛОИДНЫХ РАСТВОРОВ ФЕРРОМАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ

**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](mailto:az@imec.msu.ru)



Жуков Александр Владимирович окончил МГУ в 1975 г. и аспирантуру МГУ в 1980 г. Кандидат физико-математических наук (1983), автор 30 научных работ. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФИ и Президента РФ.

Образование регулярных структур в ультратонких (порядка нескольких диаметров частиц) пленках коллоидных растворов имеет научный и практический интерес в связи с задачами нанотехнологии. В случае суспензий с ферромагнитными частицами типа магнитных жидкостей представляется возможным управлять процессом структурирования с помощью внешнего магнитного поля. Рассматриваются суспензии с однородно намагниченными сферическими частицами дисперсной фазы, взаимодействие которых описывается как диполь-дипольное с дополнительными стабилизирующими силами отталкивания по типу потенциала Леннарда-Джонса. Магнитные моменты считаются "вмороженными" в частицы. Для случая, когда броуновским движением можно пренебречь, изучается возможность образования равновесных конфигураций частиц в виде плоских монослоев, образующих двумерные периодические решетки, в постоянном внешнем магнитном поле. Эффективное взаимодействие между частицами и структура решетки существенно зависят от направления внешнего магнитного поля. Магнитное поле, перпендикулярное плоскости пленки, стремится ориентировать магнитные моменты частиц параллельно друг другу и перпендикулярно слою, что оказывает отталкивающее влияние на частицы. И наоборот, магнитное поле, параллельное слою, стимулирует притяжение частиц и образование цепочек за счет диполь-дипольного взаимодействия.

Энергия системы равна

$$\begin{aligned}
 E &= E_{dip} + \sum_{p < q} U(|\mathbf{x}_p - \mathbf{x}_q|), U(r) = U_{LL}(r) = \varepsilon[(r_0/r)^{12} - (r_0/r)^6] \\
 E_{dip} &\equiv -(1/2) \sum \mathbf{m}_p \mathbf{H}'_p - \sum \mathbf{m}_p \mathbf{H}_0(\mathbf{x}_p), H_p^{ri} \equiv \sum_{q \neq p} D_{ik}(\mathbf{x}_p - \mathbf{x}_q) m^i(\mathbf{x}_q) \\
 D_{ik}(\mathbf{x}) &\equiv \nabla_i \nabla_k (1/|\mathbf{x}|) (\mathbf{x} \neq 0), D_{ik}(0) = 0.
 \end{aligned} \tag{1}$$

где  $\mathbf{m}_p$  – магнитные моменты;  $\mathbf{X}_p$  – координаты частиц;  $\mathbf{H}_0$  – внешнее магнитное поле. Модельный потенциал (1) часто используется при теоретических исследованиях суспензий с намагничивающимися частицами, в том числе и при изучении тонких пленок [1,2].

Двумерная решетка  $\mathbf{L} = (L_a^i)$  задается двумя векторами  $\mathbf{X}_1, \mathbf{X}_2$ , узлы решетки  $\mathbf{x}_n = \mathbf{x}(n) = \sum n^a \mathbf{X}_a, n = (n^1, n^2) \in \square^2$ . Для системы с конечным числом частиц  $N$ , расположенных в узлах решетки, энергия дипольного взаимодействия равна

$$E_{dip} = -(1/2) \sum_{l, n \in \square^2} D_{ik}(\mathbf{x}_l - \mathbf{x}_n) m^i(l) m^k(n) - H_{0i} \sum m^i(l) \tag{2}$$

и преобразуется к интегралу по элементарной ячейке  $B$  обратной решетки  $\mathbf{Y}^b, \mathbf{X}_a \mathbf{Y}^b = 2\pi \delta_a^b$ :

$$E_{dip} = S_0^{-1} [(2\pi)^{-2} \int_B E_{il}(\mathbf{k}) \bar{m}^i(\mathbf{k}) \hat{m}^l(\mathbf{k}) d^2k - \mathbf{H}_0 \hat{\mathbf{m}}(0)], E_{il} \equiv -\frac{1}{2S_0} \hat{D}_{il} \tag{3}$$

Здесь  $\mathbf{m}(n)$ , отличные от нуля только в конечном числе точек решетки, являются коэффициентами Фурье для функции  $\hat{\mathbf{m}}(\mathbf{k})$ :

$$\begin{aligned}
 \hat{\mathbf{m}}(\mathbf{k}) &\equiv S_0 \sum_n \mathbf{m}(n) \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{x}_n), \\
 \hat{D}_{il}(\mathbf{k}) &\equiv S_0 \sum_n D_{il}(\mathbf{x}_n) \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{x}_n)
 \end{aligned} \tag{4}$$

$a S_0 \equiv |\det(\mathbf{L})|$  – площадь ячейки исходной решетки. Так как  $D_{il}(\mathbf{x}) = D_{li}(\mathbf{x}) = D_{il}(-\mathbf{x})$  и решетка инвариантна относительно преобразований  $\mathbf{x}_n \rightarrow -\mathbf{x}_n$ , то  $E_{il}, \hat{D}_{il}$  – вещественные симметричные матрицы. Для быстрого вычисления  $\hat{D}_{il}(\mathbf{k}; \mathbf{L})$  удобно использовать метод суммирования Эвальда и его обобщения [3].

Для бесконечных решеточных систем, у которых дипольные моменты удовлетворяют условию  $\mathbf{m}(n^1, n^2) = \mathbf{m}(n^1 + L_1, n^2 + L_2)$ ,

где  $L_1, L_2$  – натуральные числа, функции (4) в точках  $\mathbf{k}(j_1, j_2; L_1, L_2) = j_1 L_1^{-1} \mathbf{Y}^1 + j_2 L_2^{-1} \mathbf{Y}^2, 0 \leq j_{1,2} \leq L_{1,2}$  определяют дискретное преобразование Фурье

$$\mathbf{m}'(j_1, j_2) = (L_1 L_2)^{-1} \sum_{0 \leq n_a \leq L_a} \mathbf{m}(n^1, n^2) \exp(-i\mathbf{k}(j_1, j_2) \mathbf{x}_n) \quad (5)$$

Плотность энергии такой системы в расчете на частицу  $E_1$  равна

$$E_1(\{\mathbf{m}\}, \mathbf{L}; \mathbf{H}_0, L_1, L_2) = E_{1dip} + E_r, E_r \equiv \sum_{\mathbf{x}_n \neq 0} U(|\mathbf{x}_n|),$$

$$E_{1dip} \equiv \sum_{j_1, j_2} E_{ij}(\mathbf{k}(j_1, j_2)) \bar{\mathbf{m}}^i(j_1, j_2) \mathbf{m}'^j(j_1, j_2) - \mathbf{H}_0 \mathbf{m}'(0, 0) \quad (6)$$

Здесь через  $\{\mathbf{m}\}$  обозначено множество дипольных моментов частиц  $\mathbf{m}(n^1, n^2), 0 \leq n^a \leq L_a, n^a \in \square$ .

Рассмотрим две основных задачи минимизации. Задача 1 состоит в том, чтобы найти минимум функции  $E_1$  (6) при фиксированном  $\mathbf{H}_0$  по переменным  $\{\mathbf{m}\}, \mathbf{L}, L_1, L_2$ , удовлетворяющим ограничениям

$$|\mathbf{m}(n^1, n^2)| = m \text{ (постоянная величина момента частицы)} \quad (7)$$

$$\min_{n \neq 0} |\mathbf{x}(n^1, n^2)| \geq d \text{ (} d \text{-диаметр частиц)} \quad (8)$$

Задача 2 состоит в определении минимума той же функции  $E_1$  при условиях (7),(8) и дополнительном условии

$$|\det(\mathbf{L})| = S_0 = const \quad (9)$$

Физический смысл задачи 1 состоит в определении структуры двумерных коллоидных кристаллов (агрегатов), образующихся на подложке при агрегировании внутри монослоя с достаточно малой концентрацией частиц в отсутствие внешних механических воздействий. Концентрация частиц в агрегатах при этом определяется при решении задачи. Задача 2 соответствует определению структуры коллоидных кристаллов с заданной концентрацией частиц.

Для решения задач минимизации заметим, что для преобразования (5) равенство Парсеваля имеет вид:

$$\sum_{0 \leq j_1, j_2 \leq L_{1,2}} |\mathbf{m}'(j_1, j_2)|^2 = m^2 = (L_1 L_2)^{-1} \sum_{0 \leq n_1, n_2 \leq L_{1,2}} |\mathbf{m}(n_1, n_2)|^2 \quad (10)$$

а минимум квадратичной формы  $E_{1dip}$  (6) при  $\mathbf{H}_0 = 0$  определяется по минимальному собственному значению. Обозначим через  $E_{\min}(\mathbf{k}, \mathbf{L})$  минимальное собственное значение матрицы  $E_{ij}(\mathbf{k}, \mathbf{L})$ , и через  $E_{\min}(\mathbf{L}) \equiv \min E_{\min}(\mathbf{k}, \mathbf{L})$ . Численное моделирование показывает, что для всех двумерных решеток минимум достигается в точках  $\mathbf{k}_*(\mathbf{L})$  вида  $\mathbf{k}_*(\mathbf{L}) = \beta_a \mathbf{Y}^a$ ,  $\beta_a = 0, 1/2$ . Таким образом, для фиксированной решетки, четных  $L_1, L_2$  и  $\mathbf{H}_0 = 0$  минимум функции (6) достигается при

$$|\mathbf{m}'(j_{1*}, j_{2*})| = m, \mathbf{m}'(j_1, j_2) = 0, j_a \neq j_{a*} = \beta_a L_a \text{ и равен}$$

$$E_{1\min} = E_{\min}(\mathbf{L})m^2 + E_r(\mathbf{L}) = E_{\min}(\mathbf{k}_*, \mathbf{L})m^2 + E_r(\mathbf{L}) \quad (11)$$

При этом обратное к (5) преобразование определяет моменты  $\mathbf{m}(n)$ , удовлетворяющие условию нормировки (7). Для трехмерных решеток с кубической симметрией этот метод решения задачи использовался Латгинджером и Тиссой. Для решения задач 1 и 2 при  $\mathbf{H}_0 = 0$  остается минимизировать функцию (11) по всем допустимым решеткам.

Рассмотрим теперь случай  $\mathbf{H}_0 \neq 0$ . Из (6),(10) получим

$$E_1 \geq \Phi(\mathbf{m}'_0, \mathbf{L}; \mathbf{H}_0) \equiv \sum_{i=1}^n X_i \quad (12)$$

$$\equiv E_r(\mathbf{L}) - \mathbf{H}_0 \mathbf{m}'_0 + E_{ij}(0, \mathbf{L})m_0^i m_0^j + (m^2 - |\mathbf{m}'_0|^2)E_{\min}(\mathbf{L})$$

где  $\mathbf{m}'_0 \equiv \mathbf{m}'(0, 0)$ . Пусть  $(\mathbf{m}'_0, \mathbf{L}) = (\mathbf{m}'_{0*}(\mathbf{H}_0), \mathbf{L}_*(\mathbf{H}_0))$  – точка минимума функции  $\Phi$  при условиях (8) (или (8),(9)) на  $\mathbf{L}$  и условиях  $|\mathbf{m}'_0| \leq m$  на  $\mathbf{m}'_0$ . Если выполняется условие  $\mathbf{k}_*(\mathbf{L}_*) = 0$ , то, обозначив через  $\mathbf{s}$  единичный минимальный собственный вектор квадратичной формы  $E = \{E_{ij}(0, \mathbf{L})\}$ , и  $\mathbf{v} \equiv \mathbf{m}'_{0*}/m$ , получим  $m^{-2}\Phi = F(\mathbf{v}) = -m^{-1}\mathbf{H}_0 \mathbf{v} + (E\mathbf{v}, \mathbf{v}) + (1 - (\mathbf{v}, \mathbf{v}))(E\mathbf{s}, \mathbf{s})$ . Тогда либо минимум этой функции по  $\mathbf{v}$  уже лежит на границе сферы  $|\mathbf{v}| = 1$  и минимумов внутри сферы нет, либо есть минимум  $\mathbf{v}_*$  внутри сферы и тогда из  $\partial\Phi/\partial\mathbf{v} = 0$  получим

$m^{-1}\mathbf{H}_0 = Q(\mathbf{v}) \equiv 2(E(\mathbf{v}) - (E\mathbf{s}, \mathbf{s})\mathbf{v}) = Q(\mathbf{v} + \lambda\mathbf{s}) \forall \lambda$  и  $dF(\mathbf{v} + \lambda\mathbf{s})/d\lambda = 0$ , так что минимумы вырождены, но подбором  $\lambda$  можно все равно добиться выполнения равенства  $|\mathbf{v}_*| = 1$ . А это означает, что  $E_1 = \Phi(\mathbf{m}'_{0*}, \mathbf{L}_*, \mathbf{H}_0)$  и найдено решение исходной задачи минимизации – решетка  $\mathbf{L} = \mathbf{L}_*$  и ферромагнитное упорядочение магнитных моментов  $\mathbf{m}(n) = \mathbf{m}'_{0*}$ . Если же  $\mathbf{k}_*(\mathbf{L}_*) \neq 0$ , то задача сильно усложняется, так как в общем случае не удастся построить решение исходной задачи минимизации, удовлетворяющее условию  $E_1 = \Phi(\mathbf{m}'_{0*}, \mathbf{L}_*, \mathbf{H}_0)$  и нормировкам (7). Однако вычисления показывают, что этот случай встречается довольно редко (рис. 1, область R). Здесь решетки, определяемые минимумом  $\Phi$ , – прямоугольники, однако для определения структуры решения исходной задачи этого недостаточно и требуется минимизация исходной функции (6).

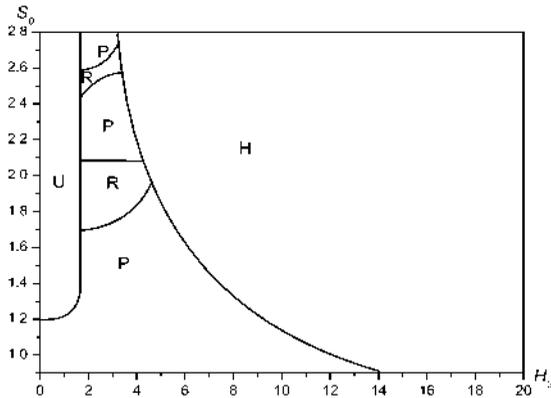


Рис. 1. Зависимость структуры решетки от напряженности внешнего магнитного поля и площади ячейки (поле перпендикулярно слою) при  $\varepsilon = 0.1, r_0 = 1.2$  (единицы измерения выбраны так, что  $m = 1, d = 1$ ): U – область неустойчивости, P – параллелограммы, H – гексагональные структуры, R – неисследованная область

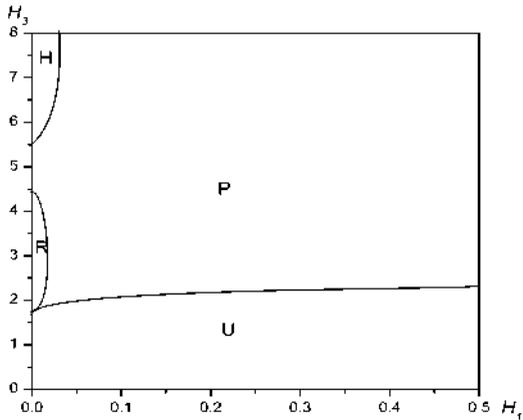


Рис. 2. Зависимость структуры решетки от величины продольного поля  $H_1$  и поперечного поля  $H_2$  при  $\varepsilon = 0.1, r_0 = 1.2, S_0 = 1.9$

Область неустойчивости соответствует  $S_0 > S_*$ , где  $S_*(\mathbf{H}_0) = |\det(\mathbf{L}_*(\mathbf{H}_0))|$  определяется по решению задачи 1. В этом случае энергетически выгодно образование агрегатов с площадью ячейки решетки  $S_* < S_0$ . В большинстве случаев, в том числе и при нулевом внешнем поле, наблюдается ферромагнитное упорядочение магнитных моментов частиц (суперферромагнетизм), что согласуется с результатами [1]. Для магнитореологических суспензий структуры двумерных коллоидных кристаллов изучались в [2].

Работа поддержана РФФИ (гранты 07-01-00026, 08-01-00026) и грантом Президента РФ (программа НШ-610.2008.1).

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Klapp S.H.L., Schoen M. Spontaneous orientational order in confined dipolar fluid films // J. Chem. Phys. – 2002. – V.117. – No.17. – P. 8050–8062.
2. Froltsov V.A., Blaak R., Likos C.N., Löwen H. Crystal structures of two-dimensional magnetic colloids in tilted external magnetic fields // Phys.Rev. – 2003. – V.E68. – P.061406-1-10.
3. Arnold A., Holm C. Efficient methods to compute long-range interactions for soft matter systems // Adv. Polym. Sci. – 2005. – V.185. – P.59–109.

## ЭЛЕКТРОИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ПРИ ОСАЖДЕНИИ НАНОЧАСТИЦ НА МЕТАЛЛИЧЕСКОМ ЭЛЕКТРОДЕ

### **Чеканов В.В.**

Ставропольский государственный университет  
355009, г. Ставрополь, ул. Пушкина, 1. Факс: (8652)354033;

E-mail: [fmf@stavsu.ru](mailto:fmf@stavsu.ru)

### **Бондаренко Е.А.**

Ставропольский государственный университет  
355009, г. Ставрополь, ул. Пушкина, 1. Факс: (8652)354033;

E-mail: [fmf@stavsu.ru](mailto:fmf@stavsu.ru)

### **Гетманский А.А.**

Ставропольский государственный университет  
355009, г. Ставрополь, ул. Пушкина, 1. Факс: (8652)354033;

E-mail: [fmf@stavsu.ru](mailto:fmf@stavsu.ru)



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



Бондаренко Елена Александровна окончила СГПИ в 1990 году. В 2001 г. защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук на тему: «Формирование многослойной структуры магнитной жидкости в приэлектродном слое». В настоящее время работает доцентом кафедры общей физики СГУ. Автор 53 научных работ, имеет 2 патента на изобретение. Исполнитель гранта № УР.01.01.069.



Гетманский Андрей Александрович закончил СГУ в 2006 году. В настоящее время является аспирантом кафедры общей физики. Область научных интересов: электрооптические методы исследования слоистых структур. Имеет 5 научных публикаций.

## Введение

Во внешних электрических полях вследствие электрофореза частиц дисперсной фазы [1], увеличивается концентрация частиц дисперсной фазы вблизи электродов. Вследствие этого изменяются оптические свойства приэлектродного слоя магнитной жидкости (МЖ). В слабых полях (менее  $10^5$  В/м) наблюдается изменение спектра света, отраженного от прозрачного электрода плоскопараллельной ячейки, в сильных (более  $10^5$  В/м) – наблюдаются структуризация и автоволны [2], которые в отраженном свете ярко окрашены разными цветами. Изучение оптических свойств приэлектродного слоя дает возможность получать информацию о строении образующегося слоя. Как показано в работах [3, 4, 5, 6], изменение эллипса поляризации света, отраженного от прозрачного электрода происходит вследствие интерференции от тонкой пленки концентрированной МЖ вблизи электрода. Таким образом, можно говорить об электроинтерференции при осаждении наночастиц на электрод.

## Эксперимент

В данной работе приведены результаты экспериментального изучения изменения эллипса поляризации света при отражении от границы «МЖ в объеме – металл» в электрическом поле. В экспериментах использовался концентрационный ряд МЖ ( $10^{-1}$ ,  $6,3 \cdot 10^{-2}$ ,  $3,1 \cdot 10^{-2}$  и  $2,5 \cdot 10^{-2}$  об.%) типа «магнетит в керосине» с олеиновой кислотой в роли ПАВ. Отражающим электродом являлась стеклянная пластинка, на которую методом вакуумного напыления был нанесен алюминий.

Схема экспериментальной установки описана в работе [7]. Ячейка с МЖ устанавливалась на вращающийся столик. Расстояние между электродами ячейки составляло 1,49 см. Напряжение подавалось на ячейку от источника питания постоянного тока Б5-50 в пределах от 0 до 330 В. Без электрического поля, свет от источника, пройдя боковые грани ячейки, отражался от границы «МЖ в объеме – алюминиевый электрод».

При подаче напряжения на электроды наблюдалось просветление поля зрения, что свидетельствовало об изменении оптических свойств отражающей системы. После этого вновь поворотом анализатора и компенсатора устанавливался минимум интенсивности отраженного света и регистрировались значения азимутов анализатора и компенсатора. Таким образом, были получены зависимости азимутов анализатора (А) и азимутов компенсатора (К) от напряжения на ячейке с МЖ. На одном и том же напряжении измерения проводились 10 раз.

Систематическая ошибка ( $\sim 0,05$  град) была гораздо меньше случайной ошибки ( $\sim 3$  град). Поэтому в расчетах систематическая ошибка не учитывалась.

На рис. 1 представлены результаты экспериментального исследования изменения эллипса поляризации света, отраженного от границы «МЖ-алюминиевый электрод», для различных концентраций МЖ при подаче на электроды напряжения с шагом в 30 В. Полярность электрода отрицательная. Начальная точка соответствует случаю, когда на ячейку не подано напряжение.

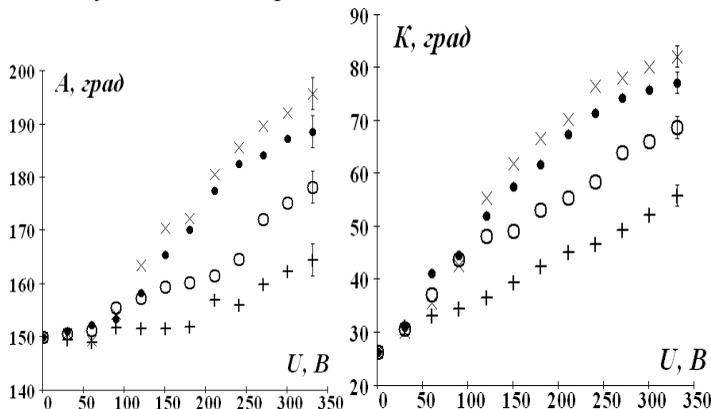


Рис. 1. Зависимость азимутов анализатора (А) и азимутов компенсатора (К) при отражении света от алюминиевого электрода от поданного на ячейку напряжения (отрицательная полярность):  $\times - 10^{-1}$ ;  $\bullet - 6,3 \cdot 10^{-2}$ ;  $\circ - 3,1 \cdot 10^{-2}$ ;  $+ - 2,5 \cdot 10^{-2}$  об. %

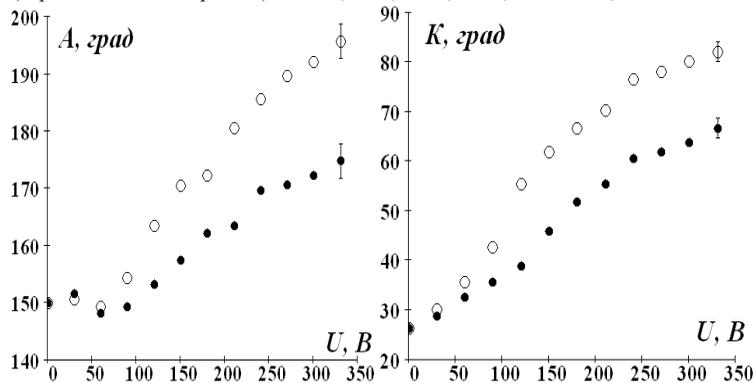


Рис. 2. Зависимость азимутов анализатора (А) и азимутов компенсатора (К) при отражении света от алюминиевого электрода от поданного на ячейку напряжения (концентрация  $10^{-1}$  об. %):  $\bullet$  – отрицательная полярность;  $\circ$  – положительная полярность

### Обсуждение результатов

Величины  $A$  и  $K$  напрямую связаны с параметрами эллипса поляризации света, отраженного от системы «МЖ в объеме – алюминиевый электрод». Изменение параметров эллипса поляризации света зависит от параметров отражающей системы – оптических констант отражающей поверхности, толщины образующейся на поверхности электрода пленки концентрированной МЖ [8]. При подаче напряжения на электроды ячейки меняются параметры эллипса поляризации света, отраженного от исследуемой системы (рис. 1). Как видно из графиков (рис. 1), изменение величин  $A$  и  $K$  (а, следовательно, и параметров эллипса поляризации света) для одного и того же напряжения зависит от концентрации МЖ в объеме ячейки. Так как в нашей отражающей системе меняется только толщина слоя, то можно сделать следующий вывод: толщина приэлектродного слоя, образующегося вблизи алюминиевого электрода тем больше, чем больше концентрация МЖ в объеме ячейки. С другой стороны, изменение азимутов анализатора и компенсатора зависит от полярности электрода для одной и той же концентрации МЖ (см. рис. 2). Причем изменение параметров эллипса поляризации отраженного света для отрицательной полярности электрода заметно больше изменения параметров эллипса для положительной. Следовательно, толщина приэлектродного слоя вблизи отрицательного электрода больше толщины слоя вблизи положительного электрода. Это может быть объяснено несимметричностью объемных зарядов разного знака.

### Заключение

При экспериментальном исследовании электроинтерференции при осаждении частиц на алюминиевый электрод получены следующие результаты:

- в ячейке с МЖ вблизи алюминиевого электрода с увеличением подаваемого напряжения увеличивается толщина слоя концентрированной МЖ;
- чем больше концентрация МЖ в объеме ячейки, тем больше толщина образующегося приэлектродного слоя при фиксированном напряжении;
- толщина приэлектродного слоя вблизи отрицательного электрода больше, чем толщина слоя вблизи положительного электрода при фиксированном напряжении.

### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Интерференция света в тонкой пленке на границе с магнитной жидкостью / В.В. Чеканов // Всесоюз. конф. по магнитным жидкостям: Тез. докл. 17–20 мая 1988 г. – Плес, 1988. – С.28–129.

2. Электроконвекция и концентрационные автоволны в магнитной жидкости в электрическом и магнитном полях / Н.В. Кандаурова, В.В. Чеканов // Сб. научн. тр. 7-й Международной Плесской конференции по магнитным жидкостям. - Иваново, 1996. - С.73-75.
3. Изменение эллипса поляризации при отражении света от многослойной интерференционной структуры с магнитной жидкостью / В.В. Чеканов, В.В. Падалка, Е.А. Бондаренко // Сб. научн. тр. 10-ой юбилейной Международной Плесской конференции по магнитным жидкостям. - г. Плес, 2002. - С.98-102.
4. Изучение приэлектродного слоя магнитной жидкости по поляризации отраженного света / В.В. Чеканов, Е.А. Бондаренко, Е.Н. Дискаева // Сб. науч. тр. 11-й Международн. Плесск. конф. по магнитным жидкостям (8-11 сентября 2004 г., г. Плес). - Иваново: Изд-во ИГЭУ, 2004. - С.90-95.
5. Электроотражение на границе прозрачный электрод – слабопроводящий коллоид / В.В. Чеканов, Е.А. Бондаренко, Е.Н. Дискаева, И.В. Косенко // Сб. тезисов III международной конференции «Фундаментальные проблемы физики». - Казань, 2005. - С.128.
6. Математическое моделирование изменения интерференции света на границе магнитной жидкости с электродом в электрическом поле / В.В. Чеканов, Т.В. Киселева, Е.Н. Дискаева // Сб. научн. тр. 12-ой Международной Плесской конференции по магнитным жидкостям (август - сентябрь 2006 г., г. Плес). - Иваново: Изд-во ИГЭУ, 2006. - С.85-90.
7. Электроотражение света от границы «металл - магнитная жидкость» / В.В. Чеканов, Е.А. Бондаренко, А.А. Гетманский // Сб. науч. тр. Всероссийской конференции «Физико-химические и прикладные проблемы магнитных дисперсных наносистем». - Ставрополь, 2007. - С. 134-140.
8. Ржанов А.В. Эллипсометрия - методы исследования поверхности. - Новосибирск: Наука, 1972.

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

## ИСПАРЕНИЕ И СТРУКТУРНАЯ САМООРГАНИЗАЦИЯ В КАПЛЕ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

**Симоновский А.Я.**

Ставропольский государственный университет  
355014, Ставрополь, ул. Пушкина, 1, E-mail: [stavsu@stavsu.ru](mailto:stavsu@stavsu.ru)  
Институт механики МГУ  
117192, Москва, Мичуринский пр., 1; E-mail: [111@imec.msu.ru](mailto:111@imec.msu.ru)

**Зубенко Е.В.**

Ставропольский государственный аграрный университет  
355014, Ставрополь, пер. Зоотехнический, 12,  
E-mail: [lena\\_eval1@list.ru](mailto:lena_eval1@list.ru)



Симоновский Александр Яковлевич окончил Ставропольский сельхозинститут в 1978 г. С 1985 по 1988 гг. соискатель кафедры гидромеханики МГУ. В 1999 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по теме «Проблемы тепло- и массопереноса в магнитных жидкостях». Опубликовал более 100 научных работ, в том числе более 30 статей, авторское свидетельство на изобретение, около 10 статей в иностранных журналах. В настоящее время профессор, заведующий кафедрой математического анализа Ставропольского государственного университета. С 1993 г. по настоящее время – сотрудник НИИ механики МГУ.



Зубенко Елена Васильевна в 1988 г. окончила Ставропольский сельскохозяйственный институт по специальности «механизация сельского хозяйства». Опубликовала 7 научных работ. В настоящее время является старшим преподавателем кафедры технологии и сопротивления материалов Ставропольского государственного аграрного университета.

### 1. Введение

Изучаются процессы испарения капель магнитных жидкостей, изготовленных по разной технологии и стабилизированных разными поверхностно-активными веществами (ПАВ).

### 2. Описание методики экспериментов

На нагретую поверхность из немагнитного материала падала капля магнитной жидкости. Проводилось наблюдение за поведением капли как без магнитного поля, так и при наличии горизонтального и вертикального относительно поверхности нагревателя переменного магнитного поля.

Для фиксирования отдельных моментов процесса испарения капля фотографировалась фотокамерой при виде сверху.

В экспериментах использовались два типа магнитных жидкостей МЖ1 и МЖ2 на водной основе, изготовленных с использованием различных поверхностно-активных веществ. Жидкость МЖ1 обладала плотностью  $1284 \text{ кг/м}^3$  и намагниченностью насыщения  $M_s = 25 \text{ кА/м}$ . Жидкость МЖ2 обладала плотностью  $1009 \text{ кг/м}^3$  и намагниченностью насыщения  $M_s = 20 \text{ кА/м}$ . Эти составы жидкостей считались концентрированными. Жидкости подвергались разбавлению дистиллированной водой в два и четыре раза – двух и четырехкратно разбавленные составы жидкостей МЖ1 и МЖ2.

### 3. Поведение капель МЖ1 на поверхности нагревателя при различной его температуре без магнитного поля.

Эксперименты показали, что при температурах поверхности нагревателя порядка  $100^\circ\text{C}$ , и выше в каплях двукратно и четырехкратно разбавленных МЖ1 происходит расслоение магнитной жидкости. Процесс расслоения существенно зависит от температуры поверхности нагревателя, концентрации магнитных частиц в жидкости, а также от величины и направления магнитного поля относительно поверхности нагревателя.

Обнаружено, что при расслоении капля разбавленных МЖ1 образуется гелеобразный сгусток темно-коричневого цвета, окруженный слоем прозрачной жидкости и имеющий форму сплющенного шара. Фотография этого состояния капли приведена на рис. 1.

В первые секунды пребывания капли на поверхности нагревателя на поверхности сгустка МЖ1 появляются тонкие, более темного цвета, по сравнению с цветом всей капли, змеевидного очертания полоски – хаотически расположенные в отсутствие магнитного поля трещины на поверхности сгустка. По-видимому, можно говорить о переходе магнитной жидкости в гелеобразное или жидкокристаллическое состояние.

При контакте капли с поверхностью нагревателя вначале испаряется жидкая прозрачная оболочка капли. Одновременно с ис-

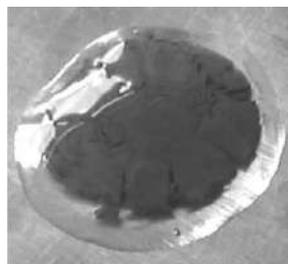


Рис. 1. Фотография капли (вид сверху) четырехкратно разбавленного состава магнитной жидкости № 1 на поверхности нагревателя при температуре  $110^\circ\text{C}$  без магнитного поля

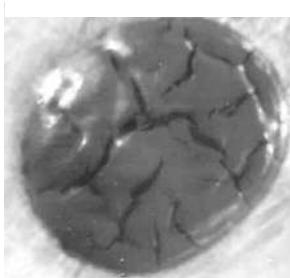


Рис. 2. Фотография капли (вид сверху) четырехкратно разбавленной жидкости № 1 на поверхности нагревателя при температуре  $110^\circ\text{C}$  без магнитного поля

парением жидкой оболочки увеличивается степень раскрытия трещин-разломов на ее поверхности. Это зафиксировано на фотографии рис. 2. Затем испарение происходит уже с поверхности темного сгустка капли, как с его гладких участков, так и с поверхности разломов, что, несомненно, называется на времени испарения капель. К концу испарения осадок имеет консистенцию гелеобразной густой смазки.

Возникновение подобных структур в магнитных жидкостях с увеличением температуры до сих пор не было описано. Однако в коллоидной химии хорошо известны лиофильные дисперсные системы, например, мицеллярные дисперсии ПАВ. В таких дисперсиях наряду с отдельными молекулами присутствуют коллоидные частицы (мицеллы) - ассоциаты молекул ПАВ. Достаточно высокая степень ассоциации молекул в мицеллах позволяет рассматривать их как частицы иной, по сравнению с молекулярным раствором, фазы.

При достаточно большом содержании ПАВ в системе подвижность мицелл уменьшается и происходит их сцепление. При этом образуется объемная сетка – коагуляционная структура (гель) с характерными для таких структур механическими свойствами: пластичностью, прозрачностью, тиксотропией. При дальнейшем удалении дисперсионной среды гель переходит в твердую макрофазу – кристалл мыла.

По-видимому, аналогичные процессы мицеллообразования: возникновение геля, и, далее, перехода геля в твердую макрофазу происходит в МЖ1 при ее нагреве. При помещении на горячую поверхность нагревателя капля МЖ1 уже в первые секунды нагревается до температуры образования мицелл. При дальнейшем увеличении температуры капли, вода из магнитной жидкости испаряется, концентрация ПАВ увеличивается и происходит образование гелеобразного сгустка, который и виден на фотографиях (рис. 1, 2). Однако молекулы поверхностно-активного вещества в магнитных жидко-

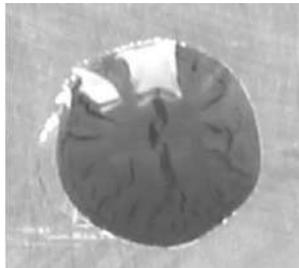


Рис. 3. Фотография капли (вид сверху) четырехкратно разбавленной жидкости № 1 на поверхности нагревателя при температуре 110°C в переменном магнитном поле 4...5 кА/м



Рис. 4. Фотография капли (вид сверху) четырехкратно разбавленной жидкости № 1 на поверхности нагревателя при температуре 110°C в переменном магнитном поле 4...5 кА/м

стях связаны с диспергированными в них магнитными частицами. Поэтому, образующиеся мицеллы и гель состоят не только из молекул ПАВ, но и из магнитных частиц.

#### 4. Поведение капель магнитной жидкости МЖ1 на поверхности нагревателя в переменном горизонтальном магнитном поле

Поведение капель двух и четырехкратно разбавленной МЖ1 в переменном магнитном поле, направленном вдоль поверхности нагревателя, существенно изменяется по сравнению с их поведением без магнитного поля. В момент попадания капли жидкости на поверхность нагревателя, также как и в отсутствии магнитного поля, происходит расслоение капли. В объеме капли образуется гелеобразный сгусток темного цвета, покрытый тонким слоем прозрачной жидкости. Вид капли в первые доли секунды помещения ее на нагретую поверхность мало отличается от изображенного на рис. 1. В процессе испарения на поверхности капли начинают формироваться трещины. В отличие от их хаотической ориентации в отсутствии магнитного поля в переменном магнитном поле они ориентируются перпендикулярно направлению поля. Это отображено на рис. 3. Линии поля лежат в плоскости рисунка и меняют свое направление слева направо. Трещины на рис. 3 видны на поверхности капли в виде змеевидных линий более темного цвета, чем цвет основной массы сгустка. Из рисунка видно также, что эти трещины ориентированы вертикально. В процессе испарения капли характер распределения этих трещин на поверхности сгустка становится вновь хаотичным, что зафиксировано на фотографии (рис. 4).

Существенный интерес представляет вид осадка капли жидкости к концу испарения (рис. 5). Видно, что осадок испарившейся капли заметно структурирован. Снаружи он окаймлен тонким сплошным кольцом, внутри этого кольца



Рис. 5. Фотография капли (вид сверху) четырехкратно разбавленной жидкости № 1 на поверхности нагревателя при температуре 110°C в переменном магнитном поле 4...5 кА/м



Рис. 6. Фотография капли (вид сверху) четырехкратно разбавленной жидкости № 1 на поверхности нагревателя при температуре 110°C в переменном магнитном поле 4...5 кА/м

видны хлопьеобразного характера вкрапления, которые в своей массе образуют обладающий симметрией рисунок.

### 5. Поведение капель магнитной жидкости МЖ1 на поверхности нагревателя в переменном вертикальном магнитном поле

Особенный интерес вызывает поведение капель двух и четырехкратно разбавленной МЖ1 в переменном магнитном поле вертикально направленном по отношению к поверхности нагревателя. В первые секунды попадания капль на поверхность нагревателя их поведение совпадает с ранее описанным в других режимах. На поверхности образовавшегося в капле сгустка начинают формироваться трещины, которые, в отличие от трещин, наблюдавшихся в горизонтальном переменном магнитном поле, теперь имеют характер концентрических окружностей, что показано на рис. 6. К концу испарения структура осадка обладает выраженной симметрией, что отражено на фотографии (рис. 7). Видно, что снаружи капля окаймлена сплошным кольцом. Внутри этого кольца образуются концентрически расположенные кольца, сформировавшиеся в виде хлопьев спекшихся магнитных частиц и остатков ПАВ. А при испарении и высыхании капли концентрированной жидкости образуются пространственные губчатые структуры.

### 6. Поведение капель жидкости МЖ2 в переменном магнитном поле

Наиболее ярким проявлением поведения МЖ2 в переменном магнитном поле при испарении при низких температурах нагревателя (~110°C) является то, что к концу испарения осадок капли принимает вид лабиринтных структур (рис. 8), меняется и качество самого осадка, он приобретает кристаллическую огранку. Структура осадка – дендритообразна и аналогична наблюдаемой в процессах кристаллизации.

Выражаем благодарность РФФИ (проект №08-01-000-26) за поддержку работы



Рис. 7. Фотография капли (вид сверху) четырехкратно разбавленной жидкости № 1 на поверхности нагревателя при температуре 110°C в переменном магнитном поле 4...5 кА/м

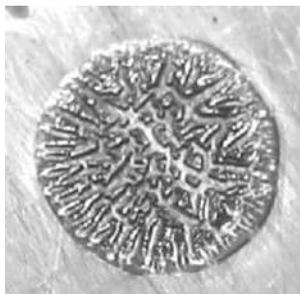


Рис. 8. Фотография капли (вид сверху) двукратно разбавленной жидкости № 2 на поверхности нагревателя при температуре 110°C в переменном магнитном поле 4...5 кА/м.

## ДВИЖЕНИЕ ГАЗОВОГО ПУЗЫРЬКА В ДВУХСЛОЙНОЙ НАМАГНИЧИВАЮЩЕЙСЯ СИСТЕМЕ

**Симоновский А.Я.**

Институт Механики МГУ им. М.В.Ломоносова  
г. Москва, Мичуринский проспект 1  
[ilpan@imec.msu.ru](mailto:ilpan@imec.msu.ru)

**Травкина Т.В.**

Ставропольский государственный университет,  
г. Ставрополь, ул. Пушкина, 1  
[travkinatv@mail.ru](mailto:travkinatv@mail.ru)



Симоновский Александр Яковлевич с 1985 по 1988 гг. соискатель кафедры гидромеханики МГУ. В 1999 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по теме «Проблемы тепло- и массопереноса в магнитных жидкостях». Опубликовал более 100 научных работ, в том числе более 30 статей, авторское свидетельство на изобретение, около 10 статей в иностранных журналах. В настоящее время профессор кафедры математического анализа Ставропольского государственного университета и старший научный сотрудник НИИ Механики МГУ.



Травкина Татьяна Васильевна окончила Ставропольский государственный университет в 2006 году и поступила в аспирантуру кафедры математического анализа. В настоящее время является аспирантом второго года обучения кафедры математического анализа. Имеет 9 опубликованных научных работы.

Экспериментально и теоретически изучаются закономерности движения газового пузырька при всплытии его в двухслойной системе - магнитная и немагнитная жидкость, при воздействии внешнего магнитного поля.

Эксперимент заключался в следующем (схема экспериментальной установки представлена на рис. 1): цилиндрический стеклянный контейнер 1 заполнялся снизу непрозрачной магнитной жидкостью 2, а сверху несмешивающейся с ней прозрачной немагнитной жидкостью (водой) 3. Магнитная жидкость представляла собой коллоидный раствор магнетита в керосине, стабилизированный oleиновой кислотой с намагнитченностью насыщения 51 кА/м. Со дна сосуда в объеме маг-

нитной жидкости через трубку 5 диаметром 0,4 мм, выдувался газовый пузырек.

Поднимаясь со дна сосуда пузырек, подходил к границе раздела 6 магнитная и немагнитная среда и, пронизывая эту границу, захватывал некоторый объем магнитной жидкости.

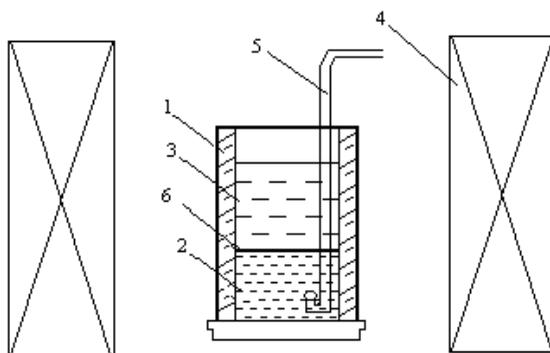


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — стеклянный цилиндрический контейнер, 2 — магнитная жидкость, 3 — немагнитная прозрачная жидкость, 4 — катушки Гельмгольца, 5 — пластиковая трубка, 6 — граница раздела магнитной и немагнитной жидкости

Далее пузырек, покрытый слоем магнитной жидкости, всплывал в прозрачной немагнитной жидкости, перемещаясь по винтовой траектории в приложенном внешнем горизонтальном однородном магнитном поле, создаваемом катушками Гельмгольца 4. Процесс всплытия пузырька, заполненного магнитной жидкостью, фиксировался цифровой видеокамерой.

Наблюдалось и изучалось движение пузырьков разной формы и размеров. На рис. 2 представлена кинограммы всплытия двух пузырьков газа различных размеров.

По вертикальным осям рисунков отложены расстояния, которые проходят пузырьки в вертикальном направлении, по горизонтальным осям отложены смещения пузырьков влево и вправо.

По результатам эксперимента с помощью пакета MathCad была построена траектория движения пузырька в прозрачной жидкости. Траектория представляла собой винтовую линию (рис. 3).

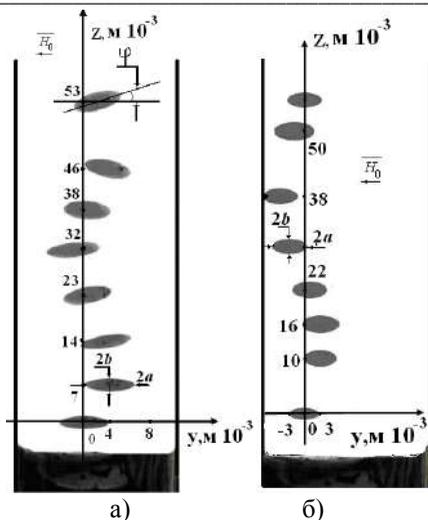


Рис. 2. Кинограммы движения пузырьков газа, переносящих магнитную жидкость:  
 $\vec{H}_0$  – направление внешнего магнитного поля;  $a$  и  $b$  – полуоси эллиптического пузырька

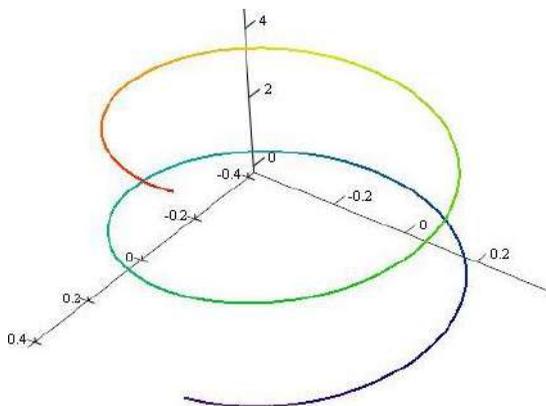


Рис. 3. Винтовая траектория движения пузырька. На осях отложены размеры  
 $v \cdot 10^{-2}$

Колебание угла  $\varphi$  (рис. 2,а) прецессии пузырька, происходило по закону, представленному на рис. 4.

Анализ Фурье показал, что в процессе движения пузырек ориентируется действующими на магнитную жидкость силами магнитно-

го поля, совершая малые колебания относительно направления внешнего магнитного поля. Закон колебаний имеет вид:

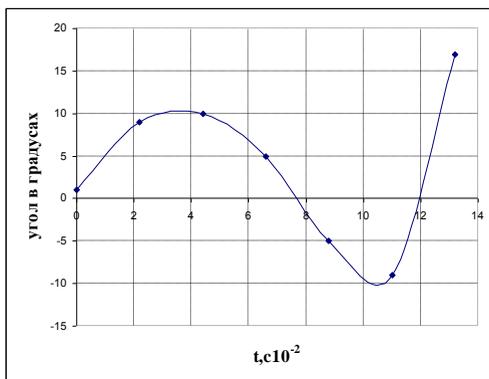


Рис. 4. Зависимость изменения угла  $\varphi$  отклонения большой полуоси (рис. 2,а) пузырька от горизонтальной оси от времени

$$P_1(t) = -6.871 + 10.004 \cos\left(\frac{\pi t}{3}\right) + 16.498 \sin\left(\frac{\pi t}{3}\right) - 3.039 \cos\left(\frac{2\pi t}{3}\right) - \\ - 10.313 \sin\left(\frac{2\pi t}{3}\right) + 1.396 \cos(\pi t) + 7.164 \sin(\pi t) - 0.794 \cos\left(\frac{4\pi t}{3}\right) - 5.451 \sin\left(\frac{4\pi t}{3}\right) + \dots$$

В процессе движения в прозрачной жидкости объем пузырька менялся, по закону приведенному на рис. 5. Пульсирующая форма пузырька мало отличалась от формы эллипсоида вращения с большой полуосью, ориентированной вдоль вектора внешнего магнитного поля.

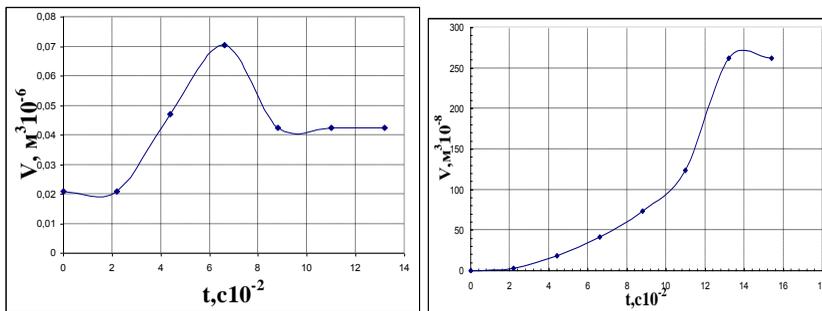
Проведен Фурье анализ колебаний объемов пузырьков:

а) для пузырька на рис. 2,а

$$V_1(t) = -0.039 + 0.076 \cos\left(\frac{\pi t}{2}\right) + 0.076 \sin\left(\frac{\pi t}{2}\right) - 0.023 \cos(\pi t) - 0.056 \sin(\pi t) + \\ + 0.01 \cos\left(\frac{3\pi t}{2}\right) + 0.04 \sin\left(\frac{3\pi t}{2}\right) - 0.005943 \cos(2\pi t) - 0.031 \sin(2\pi t) + \dots$$

б) для пузырька на рис. 2,б

$$V_2(t) = 1 - 0.1177 \cos\left(\frac{5\pi t}{18}\right) - 1.568 \sin\left(\frac{5\pi t}{18}\right) + 0.03 \cos\left(\frac{5\pi t}{9}\right) - 0.788 \sin\left(\frac{5\pi t}{9}\right) + \\ + 0.013 \cos\left(\frac{5\pi t}{6}\right) + 0.525 \sin\left(\frac{5\pi t}{6}\right) - 0.007411 \cos\left(\frac{10\pi t}{9}\right) - 0.394 \sin\left(\frac{10\pi t}{9}\right) + \dots$$



а) б)

Рис. 5. График зависимости объема пузырька от времени  
а) колебание объема пузырька рис. 2,а; б) колебание объема пузырька рис. 2,б

Наличие газовой прослойки в пузырьке, колебания объема пузырька и прецессия большой его полуоси относительно направления горизонтального внешнего магнитного поля, а также характер потоков жидкости в окрестности стенки пузырька, определяют характер его движения по винтовой линии.

Капля жидкости, освобожденная от окружающего ее газа, при выходе пузырька на свободную поверхность, падает вниз по несколько другому закону, чем закон, по которому происходит всплытие пузырька. Кинограмма падения капли представлена на рис. 6.

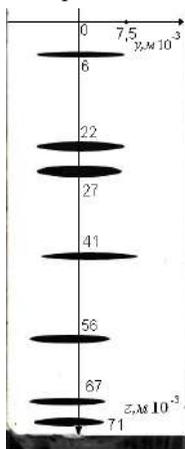


Рис. 6. Кинограмма падения капли магнитной жидкости

Капля первую половину пути движется равномерно и прямолинейно, заметно лишь колебание объема капли. Вторую половину пути

капля проходит, двигаясь по спирали со значительными колебаниями объема.

Результаты разложения колебаний пузырьков в ряды Фурье удобно представить графически, изобразив спектры полученных колебаний (рис. 7), где  $\omega$  – частота колебания,  $A$  – амплитуда колебания.

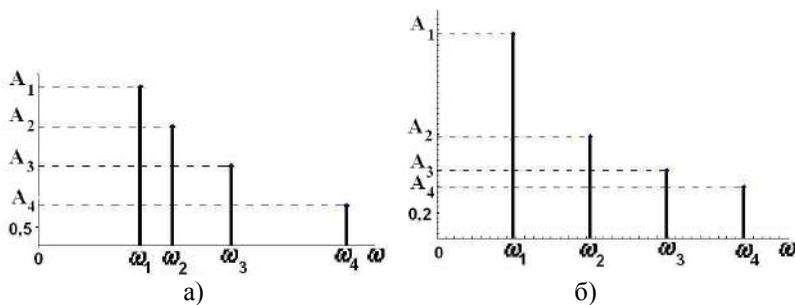


Рис. 7. Спектры колебаний, представленных на рисунке 5,а и б, соответственно

Выражаем благодарность РФФИ (проект № 08-01-000-26) за поддержку работы.

## НАГРЕВ НЕРАВНОВЕСНО НАМАГНИЧИВАЮЩЕГОСЯ ТЕЛА В ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

**Полянский В. А.**

Институт механики МГУ им. М.В.Ломоносова  
119192, г. Москва, пр. Мичурина, д.1.

Факс: (095)9390165; E-mail: [vapolyan@imec.msu.ru](mailto:vapolyan@imec.msu.ru)

**Тятюшкин А. Н.**

Институт механики МГУ им. М.В.Ломоносова  
119192, г. Москва, пр. Мичурина, д.1.

Факс: (095)9390165; E-mail: [tan@imec.msu.ru](mailto:tan@imec.msu.ru)

### Введение

Интерес к исследованию процессов нагревания неравновесно намагничивающихся сред в переменном магнитном поле обусловлен возможностью использования магнитной гипертермии в качестве метода лечения раковых заболеваний [1]. При лечении этим методом в раковую опухоль вводятся магнитные частицы, а затем опухоль подвергают воздействию переменного магнитного поля. За счет того, что опухоль с введенными в нее магнитными частицами намагничивается неравновесно, происходит ее нагрев до температуры, при которой раковые клетки гибнут [2].

В теоретических исследованиях пораженная раком ткань, в которую ввели магнитные частицы для проведения лечения при помощи магнитной гипертермии, моделируется неравновесно намагничивающимся сферическим телом, находящимся в бесконечной ненамагничивающейся среде, моделирующей здоровую ткань. Исследование процесса нагрева в такой сильно упрощенной модели позволяет выявить характерные качественные закономерности, которые могут проявляться и системах с более сложной геометрией.

При достижении критической температуры (точки Кюри для ферромагнетиков или точки Нееля для ферримагнетиков [3]) в магнитных частицах происходит переход из ферромагнитного или ферримагнитного состояния в парамагнитное состояние. В результате спонтанная намагниченность магнитной частицы становится равной нулю. В ряде работ (например, [4]–[6]) предлагается использовать этот переход для саморегулирования магнитной гипертермии. При этом считается, что при достижении критической точки нагрев магнитных частиц и, как следствие, ткани, в которой они диспергированы, полностью прекращается. Следовательно, если для магнитожидкостной гипертермии использовать магнитную жидкость, магнитные частицы которой име-

ют критическую температуру, оптимальную для гипертермии (42–45°C), то нет необходимости в дополнительном оборудовании для поддержания постоянной температуры.

Теоретическое исследование саморегулируемой магнитной гипертермии [7] показало, что при достаточно больших значениях амплитуды колебаний напряженности приложенного переменного магнитного почти всюду внутри неравновесно намагничивающегося тела температура – практически постоянна и пренебрежимо мало отличается от критической температуры. Лишь на границе тела в тонком слое, характерная толщина тем меньше, чем больше амплитуда колебаний напряженности, температура настолько отличается от критической температуры, что тепловыделение становится значительным. Именно в этом тонком слое происходит выделение практически всего количества тепла, необходимого для того, чтобы компенсировать поток тепла в бесконечность и тем самым обеспечить стационарность распределения температуры.

Следует, однако, отметить, что релаксация намагниченности, а, следовательно, и нагрев в переменном магнитном поле, имеет место и у однофазных парамагнетиков [3]. Кроме того, следует отметить, что, если парамагнитная частица – несферическая, то у дисперсии таких частиц в вязкой жидкости возможна также и броуновская релаксация намагниченности. Действительно, в этом случае существуют такие ориентации парамагнитной частицы, при которых ее энергия во внешнем магнитном поле имеет локальный минимум. В присутствии поля частица стремится принять одну из этих ориентаций, а броуновское вращательное движение препятствует этому. В переменном магнитном поле из-за действия на магнитные частицы силы вязкого трения будет иметь место сдвиг фаз между колебаниями напряженности магнитного поля и намагниченности, т.е. релаксация намагниченности, и, как следствие, нагрев. В связи с вышеизложенным представляет интерес теоретическое исследование саморегулируемой магнитной гипертермии с учетом влияния парамагнитного нагрева на стационарный профиль температуры. Это и является целью данной работы.

### Постановка задачи

Рассмотрим нагрев неравновесно намагничивающегося сферического тела радиуса  $R$  с теплопроводностью  $k_1$ , находящегося в бесконечной ненамагничивающейся среде с теплопроводностью  $k_0$ . Температура на бесконечности равна  $T_\infty$ .

**Используемые приближения.** Будем пренебрегать влиянием токов Фуко и индуцированного магнитного поля. Поскольку исследование влияния переменной составляющей тепловыделения на процесс

нагрева [8] показало, что это влияние для тех частот, которые используются для магнитной гипертермии, крайне незначительно, будем рассматривать стационарный нагрев, считая, что мощность тепловыделения постоянна и равна усредненной по периоду переменной мощности тепловыделения.

**Докритический и парамагнитный нагрев.** Можно ожидать, что при напряженности переменного магнитного поля, меньшей некоторого критического значения, имеет место только ферромагнитный (или ферримагнитный) нагрев (случай докритического нагрева). При превышении этого критического значения внутри шара существует как зона парамагнитного нагрева, в которой температура выше критической, и зона докритического нагрева, в которой температура ниже критической (случай смешенного нагрева). Наконец, когда напряженность превысит некоторое другое критическое значение, внутри шара происходит только парамагнитный нагрев (случай парамагнитного нагрева).

**Уравнения и граничные условия.** Распределение температуры  $T(r)$ , где  $r$  – расстояние до центра тела, определяется уравнением теплопроводности в сферических координатах для случая сферической симметрии

$$\kappa \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[ r^2 \frac{d}{dr} T(r) \right] + q(T) = 0, \quad (1)$$

где  $\kappa = \kappa_i$  внутри тела и  $\kappa = \kappa_e$  вне его,  $q(T)$  – плотность мощности тепловыделения как функция температуры, которая в некоторой температурной окрестности критической точки имеет вид

$$q(T) = \begin{cases} q_c - \alpha(T - T_c), & T \leq T_c, r \leq R, \\ q_c - \alpha_p(T - T_c), & T > T_c, r \leq R, \\ 0, & r > R, \end{cases} \quad (2)$$

где  $q_c$  – плотность мощности тепловыделения в критической точке,  $\alpha$  и  $\alpha_p$  – коэффициенты термического уменьшения плотности мощности тепловыделения соответственно в ферромагнитном (или ферримагнитном) и парамагнитном состояниях.

Граничные условия для всех случаев включают в себя условия непрерывности температуры и потока тепла на поверхности тела и условие на бесконечности:

$$\lim_{r \rightarrow R-0} T(r) = \lim_{r \rightarrow R+0} T(r), \quad \kappa_i \lim_{r \rightarrow R-0} T'(r) = \kappa_e \lim_{r \rightarrow R+0} T'(r), \quad \lim_{r \rightarrow \infty} T(r) = T_\infty. \quad (3)$$

Для случая смешанного нагрева к (3) должны быть добавлены условия непрерывности температуры и потока тепла на границе зон докритического и парамагнитного нагрева:

$$\lim_{r \rightarrow R_c - 0} T(r) = \lim_{r \rightarrow R_c + 0} T(r), \quad \lim_{r \rightarrow R_c - 0} T'(r) = \lim_{r \rightarrow R_c + 0} T'(r), \quad (4)$$

где  $R_c$  – радиус сферы, разделяющей зоны докритического и парамагнитного нагрева.

Решение

**Случай докритического и парамагнитного нагрева.** Условия докритического и парамагнитного нагрева имеют вид соответственно

$$\left[ \frac{q_c}{\alpha(T_c - T_\infty)} + 1 \right] \left( C_f \frac{R}{\delta} + 1 \right) \leq 1, \quad \left[ \frac{q_c}{\alpha_p(T_c - T_\infty)} + 1 \right] \left( C_p \operatorname{sh} \frac{R}{\delta} + 1 \right) \geq 1, \quad (5)$$

$$C_f = - \left[ \left( 1 - \frac{\kappa_i}{\kappa_c} \right) \operatorname{sh} \frac{R}{\delta} + \frac{\kappa_i}{\kappa_c} \frac{R}{\delta} \operatorname{ch} \frac{R}{\delta} \right]^{-1}, \quad \delta = \sqrt{\frac{\kappa_i}{\alpha}}, \quad (6)$$

$$C_p = - \left[ \left( 1 - \frac{\kappa_i}{\kappa_c} \right) \operatorname{sh} \frac{R}{\delta_p} + \frac{\kappa_i}{\kappa_c} \frac{R}{\delta_p} \operatorname{ch} \frac{R}{\delta_p} \right]^{-1}, \quad \delta_p = \sqrt{\frac{\kappa_i}{\alpha_p}}. \quad (7)$$

Распределение температуры для этих случаев определяется формулой

$$T = \begin{cases} \left( \frac{q_c}{\alpha_h} + T_c - T_\infty \right) \left( C_h \frac{R}{r} \operatorname{sh} \frac{r}{\delta_h} + 1 \right) + T_\infty, & r < R, \\ \left( \frac{q_c}{\alpha_h} + T_c - T_\infty \right) \left( \operatorname{sh} \frac{R}{\delta_h} - \frac{R}{\delta_h} \operatorname{ch} \frac{R}{\delta_h} \right) C_h \frac{\kappa_i}{\kappa_c} \frac{R}{r} + T_\infty, & r > R, \end{cases} \quad (8)$$

где  $\alpha_h = \alpha$ ,  $\delta_h = \delta$ ,  $C_h = C_f$  для докритического нагрева и  $\alpha_h = \alpha_p$ ,  $\delta_h = \delta_p$ ,  $C_h = C_p$  для парамагнитного нагрева.

**Случай смешанного нагрева.** Если ни одно из условий (5) не выполнено, то имеет место случай смешанного нагрева, для которого распределение температуры имеет вид

$$T = \begin{cases} \frac{q_c}{\alpha_p} \left( 1 - \frac{R_c}{r} \frac{\operatorname{sh} \frac{r}{\delta_p}}{\operatorname{sh} \frac{R_c}{\delta_p}} \right) + T_c, & 0 \leq r < R_c, \\ \frac{q_c}{\alpha} \left( C_1 \frac{\delta}{r} \operatorname{sh} \frac{r}{\delta} + C_2 \frac{\delta}{r} \operatorname{ch} \frac{r}{\delta} + 1 \right) + T_c, & R_c \leq r \leq R, \\ \frac{q_c}{\alpha} \left( \frac{\alpha(T_c - T_\infty) R}{q_c} + \frac{R}{\delta} + C_1 \operatorname{sh} \frac{R}{\delta} + C_2 \operatorname{ch} \frac{R}{\delta} \right) \frac{\delta}{r} + T_\infty, & r > R, \end{cases} \quad (9)$$

$$C_1 = \frac{\delta_p^2}{\delta^2} \left( 1 - \frac{R_c}{\delta_p} \operatorname{cth} \frac{R_c}{\delta_p} \right) \operatorname{ch} \frac{R_c}{\delta} - \left( 1 - \frac{R_c}{\delta} \operatorname{th} \frac{R_c}{\delta} \right) \operatorname{ch} \frac{R_c}{\delta}, \quad (10)$$

$$C_2 = -\frac{\delta_p^2}{\delta^2} \left( 1 - \frac{R_c}{\delta_p} \operatorname{cth} \frac{R_c}{\delta_p} \right) \operatorname{sh} \frac{R_c}{\delta} + \left( 1 - \frac{R_c}{\delta} \operatorname{cth} \frac{R_c}{\delta} \right) \operatorname{sh} \frac{R_c}{\delta}. \quad (11)$$

Здесь  $R_c = R_c^* R$  определяется уравнением

$$\begin{aligned} & \left\{ [1 - \delta^* R^* R_c^* \operatorname{cth}(\delta^* R^* R_c^*)] / \delta^{*2} - 1 + R_c^* \operatorname{cth}(R^* R_c^*) \right\} \times \\ & \times \operatorname{sh}(R^* R_c^*) \operatorname{sh} R^* - (1 - \kappa^*) \operatorname{ch} R^* / R^* - \\ & - \left\{ [1 - \delta^* R^* R_c^* \operatorname{cth}(\delta^* R^* R_c^*)] / \delta^{*2} - 1 + R^* R_c^* \operatorname{th}(R^* R_c^*) \right\} \times \\ & \times \operatorname{ch}(R^* R_c^*) \operatorname{ch} R^* - (1 - \kappa^*) \operatorname{sh} R^* / R^* = \\ & = \kappa^* [\alpha q_c^{-1} (T_c - T_\infty) + 1], \end{aligned} \quad (12)$$

где  $R^* = R/\delta$ ,  $\delta^* = \delta/\delta_p$ ,  $\kappa^* = \kappa_c/\kappa_i$ .

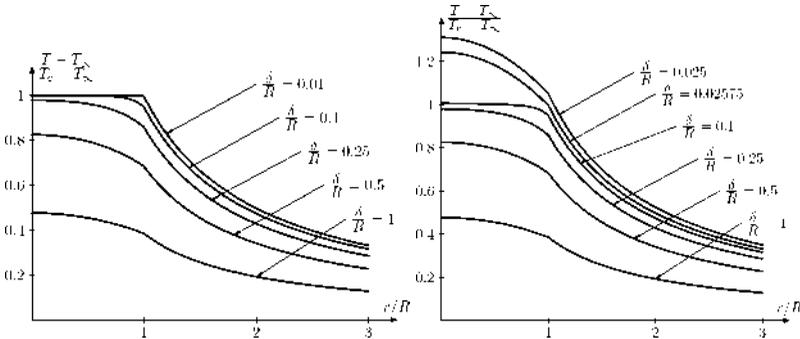


Рис. 1. Профили температуры при  $\kappa_c/\kappa_i=0,5$ ,  $\delta/\delta_p=0,01$ ,  $q_c/[\alpha(T_c-T_\infty)]=0$  (слева) или  $q_c/[\alpha(T_c-T_\infty)]=0,01$  (справа)

### Заключение

#### Предельный случай отсутствия парамагнитного нагрева.

Как показывает анализ полученных формул без учета парамагнитного нагрева, при  $\delta/R \ll 1$  (т.е. при достаточно высоких напряженностях приложенного магнитного поля) почти всюду внутри сферического тела температура — практически постоянна и пренебрежимо мало отличается от критической температуры (см. левые графики на рис. 1). Лишь на границе тела в тонком слое, характерная толщина которого равна  $\delta$ , температура настолько отличается от критической температуры, что тепловыделение становится значительным. Именно в этом тонком слое происходит выделение практически всего количества тепла, необходимого для того, чтобы компенсировать поток тепла в бесконечность и тем самым обеспечить стационарность распределения температуры. Отметим также, что при  $\delta/R \rightarrow 0$  этот тонкий слой не

вырождается в скачок температуры. Следовательно, при достаточно высоких напряженностях магнитного поля можно считать, что внутри намагничивающегося тела температура постоянна и равна критической, и для расчета температуры вне тела решать уравнение теплопроводности с заданной температурой на бесконечности и на поверхности тела. Можно ожидать, что эти выводы сохраняют силу и в случае, когда форма намагничивающегося тела отличается от сферической.

**Учет парамагнитного нагрева.** Парамагнитный нагрев приводит к тому, что температура внутри тела превышает критическую при достаточно высоких напряженностях переменного магнитного поля (см. правые графики на рис. 1). Однако, при достаточно малых  $q_c$  заметное превышение температуры над критической достигается при таких высоких напряженностях поля, что существует достаточно широкий диапазон изменения напряженности, внутри которого температура не отличается от критической в пределах заданной точности. Полученные формулы позволяют найти этот диапазон при известном значении  $q_c$ .

В данной работе было исследовано стационарное распределение температуры. Однако, для того, чтобы стационарное распределение реализовывалось на практике, необходимо, чтобы оно было устойчивым. Поэтому представляет интерес также исследование устойчивости стационарного профиля температуры по отношению к нестационарным возмущениям.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 08-01-00026 и № 07-01-00026).

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. R.E. Rosensweig, *J. Magn. Magn. Mat.* 252 (2002) 370.
2. W. Andrä, C.G. d'Ambly, R. Hergt, I. Hilger and W.A. Kaiser, *J. Magn. Magn. Mat.* 194 (1999) 197.
3. С.В. Вонсовский, *Магнетизм* — М.: "Наука", 1971. — 1032 с.
4. M.B. Lilly, I.A. Brezovich and W.J. Atkinson, *Radiology* 154 (1985) 243.
5. A.A. Kuznetsov, O.A. Shlyakhtin, N.A. Brusentsov and O.A. Kuznetsov, *Eur. Cells Mater.* 3 Suppl.2 (2002) 75.
6. M. Bettge, J. Chatterjee and Y. Haik, *BioMagnetic Research and Technology* 2 (2004): 4 (<http://www.biomagres.com/content/2/1/4>).
7. В.А.Полянский, А.Н.Тятушкин. Нагрев неравновесно намагничивающегося сферического тела в переменном магнитном поле вблизи критической температуры. В сб.: "Физико-химические и прикладные проблемы магнитных дисперсных наносистем". Сборник научных трудов Всероссийской научной конференции. Ставрополь: Изд-во Ставропольского государственного университета, 9–12 сентября 2007 г. С. 186–191.
8. V.A.Polyanskiy and A.N.Tyatyushkin, Heating in an alternating magnetic field. Moscow International Symposium on Magnetism. Books of Abstracts, Moscow, 2005, p.138.

## О РАВНОВЕСИИ ВИСЯЩЕЙ КАПЛИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

**Симоновский А.Я., Ярцева Е.П.**

Институт Механики МГУ им. М.В.Ломоносова

г. Москва, Мичуринский проспект 1

[yartseva\\_elena@mail.ru](mailto:yartseva_elena@mail.ru), [ilpan@imec.msu.ru](mailto:ilpan@imec.msu.ru)



Симоновский Александр Яковлевич с 1985 по 1988 гг. соискатель кафедры гидромеханики МГУ. В 1999 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по теме «Проблемы тепло- и массопереноса в магнитных жидкостях». Опубликовал более 130 научных работ, в том числе более 30 статей, авторское свидетельство на изобретение, более 10 статей в иностранных журналах. В настоящее время работает в должности профессора кафедры математического анализа Ставропольского государственного университета и старшего научного сотрудника НИИ Механики МГУ.



Ярцева Елена Павловна окончила Ставропольский государственный университет в 2003 году и поступила в очную аспирантуру кафедры математического анализа. В настоящее время является ассистентом кафедры математического анализа. Имеет 14 опубликованных научных работ.

В данной работе проводилось экспериментальное и теоретическое наблюдение за процессом роста капель магнитной жидкости от плоской неограниченной немагнитной поверхности в поле силы тяжести и магнитном поле. Магнитная жидкость, используемая в экспериментах, представляла собой коллоидную дисперсию магнетита в керосине, стабилизированную олеиновой кислотой. В эксперименте капля формировалась на горизонтальной поверхности подвеса путем истечения из капиллярного отверстия диаметром 1 мм. Истечение капли происходило при числах Рейнольдса  $Re \ll 1$ , что позволяло считать, что рост капли на поверхности происходит квазистатически. Процесс формирования капли фиксировался цифровой видеосъемкой. В экспериментах были выявлены последовательно изменяющиеся формы свободной поверхности капли магнитной жидкости в процессе натекания ее на поверхность подвеса, которые при квазистатическом росте можно было считать равновесными. Равновесная форма висящей капли

магнитной жидкости в отсутствии магнитного поля определялась из уравнения равновесия [1]:

$$\rho g z + \sigma \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = C. \quad (1)$$

Здесь  $z$  – вертикальная координата точки на поверхности капли, отсчитываемая от нижней части капли в направлении  $\bar{g}$ ;  $R_1$  и  $R_2$  – радиусы кривизны поверхности раздела газ – жидкость;  $\sigma$  – поверхностное натяжение магнитной жидкости;  $C$  – уровень давления в капле в точке ее подвеса. Уравнение равновесия представляло собой нелинейное обыкновенное дифференциальное уравнение второго порядка:

$$a^2 (xz'' + z'(1+z'^2)) = 2xz(1+z'^2)^{3/2}. \quad (2)$$

где  $a = \sqrt{\frac{2\sigma}{\rho g}}$  – капиллярная постоянная жидкости. Для нашей задачи

$$a^2 = 3.9 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2.$$

Решение уравнения (2) проводилось методом конечных разностей. На рис. 1 *а, б* приведены экспериментально наблюдаемые формы равновесия капли магнитной жидкости, на рис. 1 *в, г* – соответствующие им равновесные формы капель магнитной жидкости, построенные по решению уравнения (2).

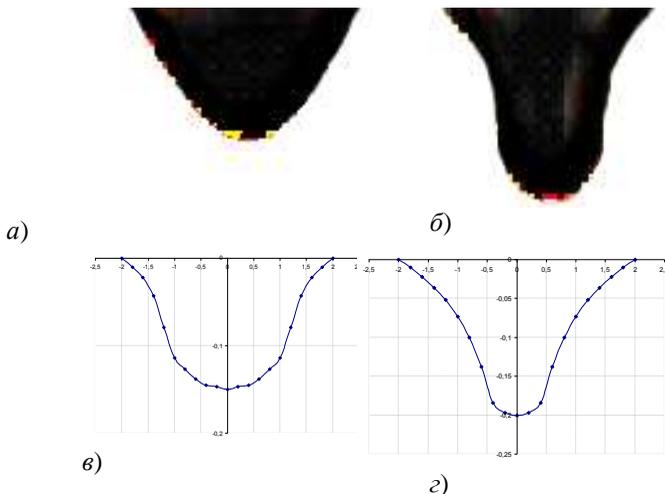


Рис. 1. Экспериментально найденные формы равновесия капли магнитной жидкости (*а, б*) и фигуры равновесия, построенные по уравнению (2) (*в, г*)

На рис. 2 представлено объемное изображение формы капли магнитной жидкости, построенное по уравнению (2) в пакете Mathcad.

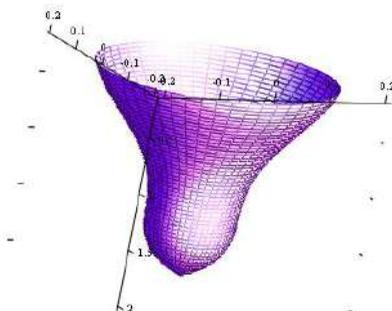


Рис. 2. Объемное изображение конфигурации поверхности капли магнитной жидкости, рассчитанной по уравнению (2). По осям отложены координаты поверхности капли в  $\text{м} \cdot 10^3$

Также решалась задача о равновесной форме капли магнитной жидкости во внешнем горизонтальном однородном магнитном поле. Условие равновесия границы раздела намагничивающаяся жидкость – немагнитная среда имеет вид [2]:

$$\rho g z - \mu_0 \int_{H_0}^H M dH - \frac{1}{2} \mu_0 (\bar{M} \cdot \bar{n})^2 + \sigma \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = C \quad (3)$$

Здесь  $\mu_0$  – магнитная постоянная;  $\bar{n}$  – единичный вектор нормали к межфазной поверхности;  $C$  – постоянная, связанная с объемом капли магнитной жидкости;  $M$  – намагниченность жидкости.

Предполагалось, что распределение магнитного поля в условиях эксперимента удовлетворяет соотношениям, справедливым для бесконечного цилиндра [3]:

$$H_\varphi = H_0 \left( k \frac{R^2}{r^2} - 1 \right) \sin \varphi, \quad H_r = H_0 \left( k \frac{R^2}{r^2} + 1 \right) \cos \varphi, \quad (4)$$

$$k = \frac{\mu_i - \mu_l}{\mu_i + \mu_l}.$$

Здесь  $H_\varphi$  и  $H_r$  – угловая и радиальная компоненты магнитного поля в цилиндрической системе координат,  $\varphi$  – полярный угол, отсчитываемый от направления внешнего магнитного поля  $H_0$ ,  $R$  – радиус цилиндра,  $r$  – расстояние от оси цилиндра до точки, в которой определяются компоненты поля.

Приведем уравнения (4) к декартовой прямоугольной системе координат, в которой направление вертикальной оси  $z$  совпадает с направлением силы тяжести:

$$H_x = H_0 \left( k \frac{R^2}{r^2} + \cos 2\varphi \right), \quad H_y = H_0 k \frac{R^2}{r^2} \sin 2\varphi .$$

Взяв значения  $H_x$  и  $H_y$  на оси  $x$ , то есть, полагая  $\varphi = 0$ , имеем:

$$H_x = H_0 \left( k \frac{R^2}{r^2} + 1 \right), \quad H_y = 0 .$$

Аналогично взяв значения  $H_x$  и  $H_y$  на оси  $y$ , то есть, полагая  $\varphi = \frac{\pi}{2}$ , получим:

$$H_x = H_0 \left( k \frac{R^2}{r^2} - 1 \right), \quad H_y = 0 .$$

При небольших значениях напряженности магнитного поля, соответствующих начальному участку кривой намагничивания, можно использовать закон намагничивания в виде  $\vec{M} = \chi \vec{H}$ , где  $\chi$  – магнитная восприимчивость магнитной жидкости. В описываемых экспериментах  $\chi$  имела значение 6,628. Так как  $H = H_0 - NM$ , где  $N = \frac{1}{2}$  – размагничивающий фактор для цилиндра выразим намагниченность магнитной жидкости через внешнее магнитное поле  $M = \frac{2\chi H_0}{2 + \chi}$ .

Окончательно проекция уравнения (3) на плоскость  $xOz$  будет иметь вид:

$$\rho g z - \frac{\mu_0}{2} \chi H_0^2 \left( \frac{R^2}{r^2} + 1 \right)^2 + \frac{\mu_0}{2} \left( \frac{2\chi H_0}{2 + \chi} \right)^2 \cdot \frac{z'^2}{1 + z'^2} - \sigma \left( \frac{z''}{(1 + z'^2)^{3/2}} - \frac{z'}{x(1 + z'^2)^{1/2}} \right) = 0. \quad (5)$$

Проекция уравнения (3) на плоскость  $yOz$ :

$$\rho g z - \frac{\mu_0}{2} \chi H_0^2 \left( \frac{R^2}{r^2} - 1 \right) + \frac{\mu_0}{2} \left( \frac{2\chi H_0}{2 + \chi} \right)^2 \cdot \frac{z'^2}{1 + z'^2} - \sigma \left( \frac{z''}{(1 + z'^2)^{3/2}} - \frac{z'}{y(1 + z'^2)^{1/2}} \right) = 0. \quad (6)$$

Выполнено численное решение нелинейных уравнений (5) и (6) методом конечных разностей.

На рис. 3 представлены кривые, ограничивающие каплю магнитной жидкости в плоскости  $xOz$  при различных напряженностях магнитного поля.

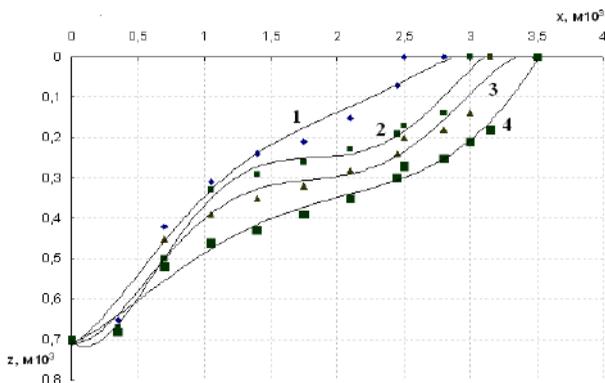


Рис. 3. Равновесные кривые, найденные для уравнения (5). Кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют напряженностям магнитного поля 0,2 кА/м, 0,4 кА/м, 0,6 кА/м, 0,8 кА/м

Полученные решения показывают, что с ростом  $H$  происходит увеличение объема капли за счет растекания ее основания по поверхности подвеса, что подтверждается экспериментально наблюдаемым процессом роста капли магнитной жидкости [4].

Выражаем благодарность РФФИ (проект №08-01-000-26), за поддержку работы.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. – М.: Наука, 1986. – 736 с.
2. Гогосов В.В., Налетова В.А., Шапошникова Г.А. Гидродинамика намагничивающихся жидкостей // Итоги науки и техники. Сер. Механика жидкости и газа. – М.: ВИНТИ, 1981. – Т. 16. – С. 76-208.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. – М.: Наука, 1982. – 620 с.
4. Simonovsky A. Ya., Chuenkova I. Yu., Yartseva E.P. Separation of a magnetic fluid drop from a non-magnetic surface in a magnetic field // Magnetohydrodynamics, 2007, № 43(1), pp. 27-34.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПАРОВОЗДУШНЫХ ПОЛОСТЕЙ В МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В ОКРЕСТНОСТИ НАМАГНИЧИВАЮЩЕГОСЯ КОНУСА

**Авдеева О.А.**

Ставропольский государственный университет  
355014, Ставрополь, ул. Пушкина, 1, E-mail: [stavsu@stavsu.ru](mailto:stavsu@stavsu.ru)

**Гришанина О.А.**

Северо-Кавказский государственный технический университет  
355038, Ставрополь, пр. Кулакова, 2, E-mail: [grishanina\\_o\\_a@mail.ru](mailto:grishanina_o_a@mail.ru)

**Симоновский А.Я.**

Ставропольский государственный аграрный университет  
355014, Ставрополь, пер. Зоотехнический, 12,

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

Институт механики МГУ

117192, Москва, Мичуринский пр., 1; E-mail: [111@imec.msu.ru](mailto:111@imec.msu.ru)



Авдеева Ольга Александровна окончила Ставропольский государственный аграрный университет по специальности «электрификация сельского хозяйства». Опубликовала 4 научные работы. В настоящее время является аспирантом первого года обучения кафедры технологии и сопротивления материалов Ставропольского государственного аграрного университета. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФИ.



Гришанина Ольга Алексеевна в 1983 г. окончила Ставропольский сельскохозяйственный институт по специальности «механизация сельского хозяйства». В 1999 г. защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме «Теплообмен при закалочном охлаждении пластины в магнитной жидкости». Опубликовала свыше 30 научных работ. В настоящее время является доцентом кафедры прикладной механики и основ конструирования Северо-Кавказского государственного технического университета. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФИ.



Симоновский Александр Яковлевич окончил Ставропольский сельскохозяйственный институт в 1978 г. С 1985 по 1988 гг. соискатель кафедры гидромеханики МГУ. В 1999 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по теме «Проблемы тепло- и массопереноса в магнитных жидкостях». Опубликовал более 100 научных работ, в том числе более 30 статей, авторское свидетельство на изобретение, около 10 статей в иностранных журналах. В настоящее время профессор, профессор кафедры математического анализа Ставропольского государственного университета. С 1993 г. по настоящее время – старший научный сотрудник лаборатории физико-химической гидродинамики НИИ механики МГУ. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФИ.

Исследование равновесных форм магнитной жидкости имеет достаточно давнюю предысторию. Научное направление, использующее эти сведения, развивается уже более 15 лет и посвящено изучению процессов охлаждения твердых тел в магнитных жидкостях [1]. Эксперименты и теоретические расчеты распределения свободной поверхности магнитной жидкости в соприкосновении с намагничивающимися телами различных форм дают существенную информацию о возможном характере протекания процессов охлаждения твердых тел в магнитной жидкости. Ранее эти сведения были получены для тел канонической формы – цилиндра, шара, пластины. В отличие от названных тел, распределение свободной поверхности магнитной жидкости в окрестности намагничивающегося конуса имеет научный и практический интерес в силу того, что магнитное поле, поля температур и термических напряжений при охлаждении конуса в магнитной жидкости в магнитном поле не носят плоскопараллельный характер. Поэтому для описания процессов охлаждения конуса в магнитной жидкости требуется решение сложных пространственных задач, что в значительной мере затрудняет исследования. Но не только очевидная сложность задач изучения и прогнозирования процессов охлаждения конуса в магнитной жидкости имеет научный интерес. Особенность конуса, как объекта изучения охлаждения в магнитной жидкости, заключается в том, что трудно предсказать поведение магнитной жидкости в окрестности вершины конуса при различной ориентации внешнего приложенного магнитного поля. Это и многое другое делает задачу изучения распределения магнитной жидкости в окрестности намагничивающегося конуса важной научной и практической задачей.

Для изучения поведения свободной поверхности покоящейся магнитной жидкости в окрестности намагничивающегося конуса в однородном внешнем магнитном поле применялась немагнитная цилиндрическая кювета диаметром 110 мм, высотой 70 мм. Дном кюветы служило матовое стекло. В геометрический центр кюветы помещался конус, выполненный из ферромагнитной стали. Изучалось распределение магнитной жидкости в окрестности конусов с диаметром основания 15 мм и высотой 5 и 15 мм. В данной работе будут подробно описаны фигуры равновесия магнитной жидкости в окрестности конуса с диаметром основания 15 мм и высотой 5 мм. Кювета с конусом располагалась между полюсами электромагнита, где создавалось магнитное поле 65 кА/м, которое до внесения конуса имело неоднородность в межполюсном пространстве электромагнита не более 3 %. К поверхности конуса при включенном магнитном поле малыми порциями по-

давались последовательно увеличивающиеся объемы магнитной жидкости. Установившееся распределение свободной поверхности магнитной жидкости фиксировалось фотокамерой при виде сверху и при виде сбоку под углом  $65 \dots 75^0$  к горизонту. В экспериментах использовалась магнитная жидкость на водной основе с намагниченностью насыщения 25 кА/м. Для увеличения контрастности изображения применялось освещение объекта лампами накаливания, различно ориентированными в пространстве.

**Результаты наблюдений.** На рис. 1 представлен конус, расположенный в геометрическом центре немагнитной кюветы при виде сверху (рис. 1,а) и при виде сбоку (рис. 1,б) в отсутствие магнитной жидкости.

На рис. 2 показан конус, окруженный магнитной жидкостью суммарным объемом  $0,4 \text{ см}^3$  при виде сверху и виде сбоку соответственно. Плоскость фотографии на рис. 2,а параллельна дну кюветы и горизонту. Вектор магнитного поля лежит в плоскости фотографии и направлен слева направо. Из рис. 2 видно, что магнитная жидкость сосредоточена в виде столбиков у той части поверхности конуса, где нормаль к геометрической оси конуса составляет с направлением внешнего магнитного поля угол  $\varphi$ , близкий к  $0^0$  или  $180^0$ . В дальнейшем для удобства будем с помощью угла  $\varphi$  характеризовать различные области кюветы, расположенные в окрестности конуса. На рис. 2 участки поверхности конуса с углом  $\varphi$ , близким к  $\pm 90^0$ , вдоль всей высоты конуса свободны от магнитной жидкости. Столбики магнитной жидкости справа и слева от конуса, не возвышаются до его вершины, то есть не поднимаются по его поверхности более чем на  $2/3$  высоты конуса. Вершина конуса свободна от магнитной жидкости. Представляет интерес и форма боковых участков поверхности конуса, свободных от магнитной жидкости. Граница жидкости и части поверхности конуса, свободной от нее, проходит по образующей конуса. И лишь вблизи дна кюветы просвет свободной от магнитной жидкости части поверхности конуса уменьшается. Видно также, что левая и правая придонные части столбиков магнитной жидкости вблизи участков поверхности конуса с  $\varphi$ , близким к  $0^0$  или  $180^0$  растекаются по дну кюветы, сохраняя при этом правильную эллипсовидную форму. Подобную форму равновесия в покоящемся состоянии магнитная жидкость принимает при увеличении ее объема в кювете до  $0,75 \text{ см}^3$ .

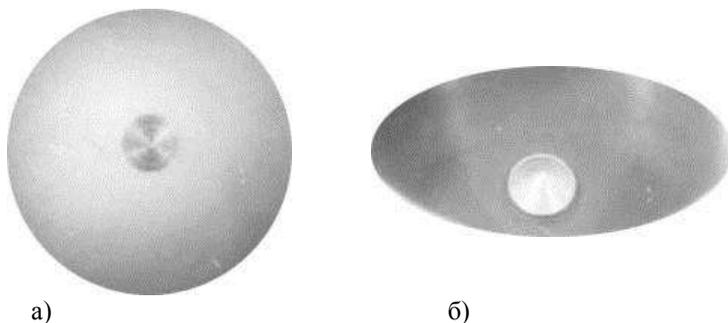


Рис. 1. Фотографии распределения свободной поверхности магнитной жидкости в окрестности конуса без магнитной жидкости: а – вид сверху, б – вид сбоку

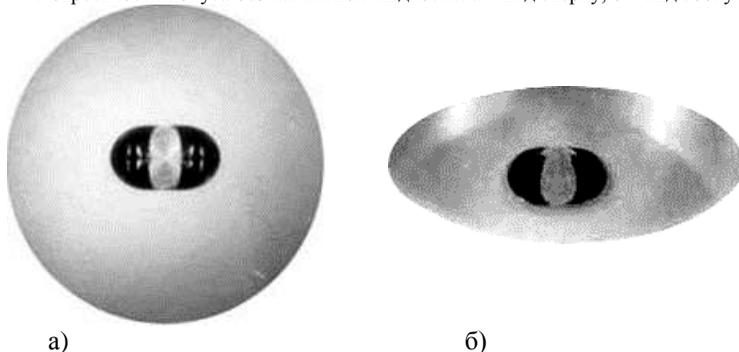


Рис. 2. Фотографии распределения свободной поверхности магнитной жидкости в окрестности конуса при суммарном объеме магнитной жидкости в кювете  $0,4 \text{ см}^3$ : а – вид сверху, б – вид сбоку

В центре рисунка 3 в виде светлой вертикальной полоски наблюдается свободная от магнитной жидкости светлая часть поверхности конуса. Для этой части поверхности конуса угол  $\varphi$  составляет  $\pm 90^0$ . Вблизи участков поверхности конуса с углом  $\varphi$  близким к  $0^0$  и  $180^0$  магнитная жидкость, образуя бочкообразные ответвления, растекается по дну кюветы в направлении полюсов электромагнита до стенок кюветы. На виде сбоку (рис. 3,б) хорошо видно, что на удалении от конуса примерно на величину диаметра его основания боковые ответвления магнитной жидкости, подтекающие к краям кюветы, образуют горбики, которые и придают бочкообразную форму этим ответвлениям магнитной жидкости. Поскольку все фотографии выполнены с одним увеличением, можно сделать вывод, что участки поверхности конуса в окрестности углов  $\varphi = \pm 90^0$ , свободные от магнитной жидкости, не меняют своей формы и ширины раскрытия при указанных объемах магнитной

жидкости в кювете (расстояния между левым и правым столбиками магнитной жидкости, простирающиеся вдоль высоты конуса по дугам поперечных окружностей конуса, остаются неизменными).

Описанная на рис. 3 картина начинает изменяться при добавлении в кювету магнитной жидкости до объема  $101 \text{ см}^3$ . Эта картина видна при виде сверху и сбоку на рис. 4 а, б, соответственно. При таком объеме жидкости в кювете высота столба жидкости на расстояниях от конуса порядка его диаметра возрастает и магнитная жидкость начинает растекаться по дну кюветы уже и в областях окрестности конуса с углом  $\varphi$ , близким к  $\pm 90^\circ$ .

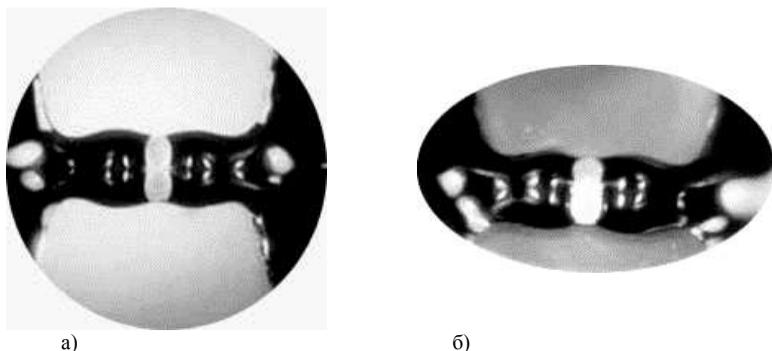


Рис. 3. Фотографии распределения свободной поверхности магнитной жидкости в окрестности конуса при суммарном объеме магнитной жидкости в кювете  $32,0 \text{ см}^3$ : а – вид сверху, б – вид сбоку

На виде сверху (рис. 4, а) хорошо видно, что в этих областях начинают формироваться шейки-перетяжки между правым и левым объемами жидкости у самого дна кюветы. Области конуса, свободные от магнитной жидкости в центре рисунка, имеющие вид белой вертикальной полоски, несколько сужаются. Следует добавить, что на рисунке 4 светлые белые пятна на поверхности черного цвета магнитной жидкости, удаленные от конуса – это блики света.

Наконец, при объеме жидкости в кювете  $110 \text{ см}^3$  левые и правые объемы магнитной жидкости в окрестности конуса в областях его поверхности с углами  $\varphi$ , близкими к  $\pm 90^\circ$ , смыкаются, образуя в придонной части кюветы полости круглой формы. Просветы этих полостей представлены на рис. 5, а, б при виде сверху и виде сбоку соответственно. В центре фотографий видна вертикальная полоска – часть поверхности конуса, свободная от магнитной жидкости. Выше и ниже этой полоски – круглые просветы описанных выше воздушных полостей (рис. 5, а). Интересно, что и при таких больших объемах магнитной жидкости она не достигает вершины конуса,

хотя, разумеется, весь конус поляризован (намагничен) и область вблизи острия конуса, несомненно, также поляризована. Однако, как видно из рисунка, жидкость к этой области не устремляется. Светлые пятна на поверхности черного цвета магнитной жидкости, как уже отмечалось – это блики осветителей. При дальнейшем увеличении объема магнитной жидкости в кювете высота ее столба в окрестности конуса становится примерно вдвое больше высоты конуса, магнитная жидкость смыкается над вершиной конуса. При этом воздушная полость, опоясывающая поверхность конуса в окрестности областей с углом  $\varphi$ , близким к  $\pm 90^0$ , не возникает, как это ранее наблюдалось на цилиндре, шаре и пластине.

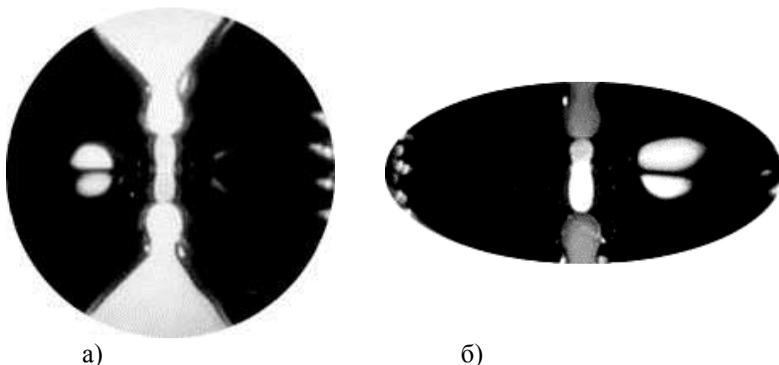


Рис. 4. Фотографии распределения свободной поверхности магнитной жидкости в окрестности конуса при суммарном объеме магнитной жидкости в кювете  $101,0 \text{ см}^3$ : а – вид сверху, б – вид сбоку

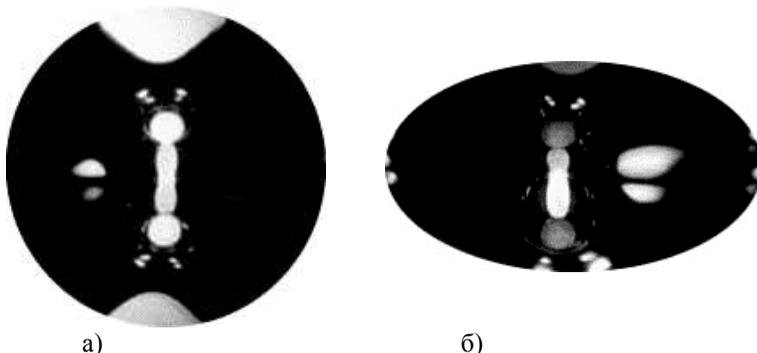


Рис. 5. Фотографии распределения свободной поверхности магнитной жидкости в окрестности конуса при суммарном объеме магнитной жидкости в кювете  $110,0 \text{ см}^3$ : а – вид сверху, б – вид сбоку

Как следует из вышеописанного, в окрестности наконечника конуса магнитная жидкость при большом объеме ее в кювете начинала формировать чашеобразную впадину. Дно впадины лежало несколько ниже вершины конуса. Так как в наших экспериментах магнитная сила, создаваемая магнитным полем, превосходила силу тяжести, то для того, чтобы пронаблюдать образование этой чашевидной полости вблизи вершины конуса, проводили следующий эксперимент. Основание конуса закрепляли на жесткой немагнитной пластине над центральной частью кюветы и направляли вершину конуса вниз. Острие вершины конуса не касалось дна кюветы и отстояло от него на 2–3 мм. При включенном магнитном поле к конусу подавали порциями магнитную жидкость и наблюдали как жидкость распределяется в окрестности вершины конуса. Картина распределения свободной поверхности магнитной жидкости в окрестности вершины конуса приведена на рис. 6. Из рисунка видно, что в окрестности вершины конуса, оставляя саму вершину свободной, формировалась полость, которая с добавлением в кювету магнитной жидкости уменьшалась в объеме. Описанная полость вблизи вершины конуса имела сложную форму, не обладающую осевой симметрией. По бокам конуса она срасталась с полостями на боковых стенках конуса, описанными в предыдущем разделе.

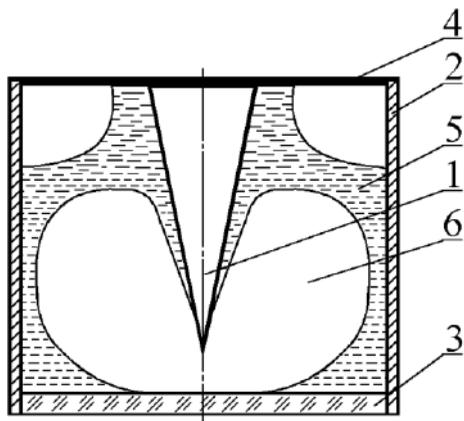


Рис. 6. Распределение свободной поверхности магнитной жидкости в окрестности вершины конуса: 1 – конус; 2 – боковая стенка кюветы; 3 – дно кюветы, выполненное из матового стекла; 4 – центрирующая пластина; 5 – магнитная жидкость; 6 – воздушная полость в окрестности вершины конуса

Таким образом, как показали вышеописанные эксперименты, магнитная жидкость в окрестности конуса при включенном магнитном поле формирует полость сложной формы и разветвленной структуры.

Выражаем благодарность РФФИ за поддержку работы, грант № 08-01-000-26.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. 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.

### **ОСОБЕННОСТИ ВРАЩЕНИЯ ВЗВЕШЕННОЙ В МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ НЕМАГНИТНОЙ КАПЛИ ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

**Диканский Ю. И., Закинян А. Р. Нечаева О.А.,  
Шацкий В.П.**

Ставропольский государственный университет,  
355009 Ставрополь, ул. Пушкина, 1  
E-mail: zakinyan.a.r@mail.ru

Динамика вращения масс жидкости издавна привлекает внимание исследователей, вместе с тем, изучение равновесных форм вращающихся жидких тел и их неравновесных состояний остается актуальным и в настоящее время. Особенно интересным представляется применение магнитных жидкостей в контексте таких исследований. В последнее время был выполнен ряд работ, в которых изучалось поведение капли магнитной жидкости, находящейся в гидроневесомости, во вращающемся магнитном поле. В одной из первых таких работ [1] было установлено, что микрокапля магнитной жидкости во вращающемся поле может иметь форму вытянутого или сплюснутого эллипсоида, а в сильных полях превращается в «морскую звезду». В работах [2, 3] описано явление распада капли магнитной жидкости во вращающемся поле. В [4, 5] произведен расчет движения жидкости внутри и вне магнитной капли.

В отличие от указанных выше работ в настоящей работе исследуется поведение во вращающемся магнитном поле жидких немагнитных капель, помещенных в жидкую намагничивающуюся среду – магнитную жидкость. Магнитная жидкость представляет собой ультра-

дисперсный коллоид ферромагнетика и может рассматриваться, как однородная намагничивающаяся среда. Немагнитные капли, помещенные в магнитную жидкость, представляют собой «магнитные дырки». Такая система подвергалась воздействию внешнего однородного вращающегося магнитного поля. Радиус изучавшихся немагнитных капель изменялся в диапазоне от 5 до 30 мкм. Капли находились в слое магнитной жидкости толщиной порядка 100 мкм. Применялась магнетитовая магнитная жидкость на основе керосина. В качестве немагнитной жидкости использовалось авиационное масло АМГ-10, выбор которого был обусловлен малостью межфазного натяжения на границе масла и магнитной жидкости (приблизительно  $10^{-5}$  Н/м). Обе жидкости имели вязкость одного порядка.

Вращающееся магнитное поле создавалось двумя перпендикулярными парами катушек Гельмгольца, на которые подавалось переменное напряжение со сдвигом фаз  $90^\circ$ . Исследуемый образец помещался в область наилучшей однородности вращающегося магнитного поля. Наблюдение динамики формы капель осуществлялось при помощи оптического микроскопа. Получаемое изображение снималось цифровым фотоаппаратом и передавалось на компьютер.

При воздействии постоянного, однородного магнитного поля происходит вытяжение немагнитных капель вдоль направления поля. Форма деформированных капель близка к вытянутому эллипсоиду вращения. На рис. 1 белыми точками показана экспериментально полученная зависимость отношения полуосей деформируемой в постоянном поле капли ( $a$  – большая полуось капли,  $b$  – ее малая полуось) от магнитного числа

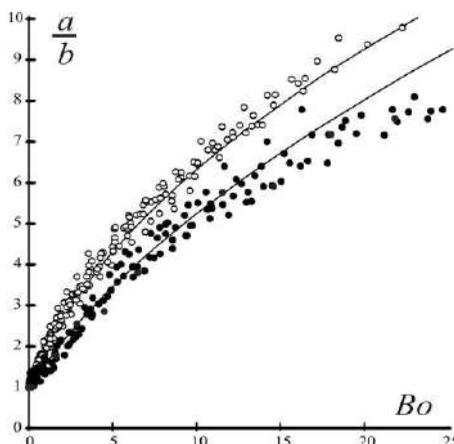


Рис. 1

Бонда  $Bo = \mu_0 H^2 R / \sigma$  ( $H$  – напряженность магнитного поля;  $R$  – радиус невозмущенной капли;  $\sigma$  – межфазное натяжение).

Если магнитное поле привести во вращение, вытянутые капли начинают вращаться вслед за полем, сохраняя форму эллипсоида (под вращением понимается поворот большой оси капли).

Было обнаружено, что при увеличении напряженности вращающегося магнитного

поля до некоторой критической величины, состояние капли становится неустойчивым, и затем происходит ее распад на две приблизительно одинаковые капли меньшего размера. На рис. 2 показано начало процесса разделения капли. При небольшом увеличении напряженности капля окончательно разделяется на две части.

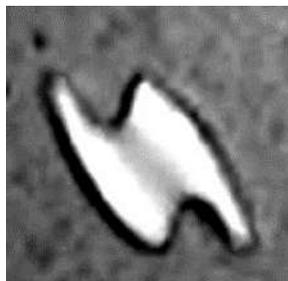


Рис. 2.

Оказалось, что форма капли во вращающемся поле также зависит от частоты вращения поля. При увеличении частоты до некоторого критического значения форма капли трансформируется из вытянутого эллипсоида вращения в сплюснутый эллипсоид, ось вращения которого перпендикулярна плоскости вращения поля.

Как и ранее, была исследована зависимость отношения полуосей такой капли от магнитного числа Бонда. Полученная экспериментальная зависимость показана черными точками на рис. 1. При этом оказалось, что степень деформации капли в последнем случае меньше, чем в постоянном поле такой же величины, что видно из сравнения представленных на рис. 1 зависимостей.

Оказалось также, что при высоких частотах вращения поля, когда наблюдается сплющивание капель, состояние капли сохраняется устойчивым и ни при каких напряженностях поля, имевших место в экспериментах, не происходит разрыв капель.

Характер поведения капель во вращающемся поле также зависит от их размера. Так для достаточно крупных капель, радиус которых в наших опытах был больше 25 мкм, при достижении напряженности вращающегося магнитного поля определенной критической величины, происходит развитие неустойчивости границы капли с внешней средой. Эта неустойчивость возникает на двух противоположных сторонах капли в том месте ее границы, где нормальная составляющая магнитного поля имеет наибольшее значение. Неустойчивость перемещается по периметру капли вслед за полем. Наблюдающаяся при этом картина показана на рис. 3.

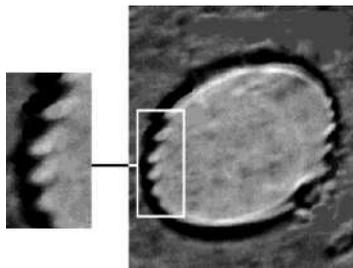


Рис. 3.

С увеличением напряженности поля амплитуда неустойчивости воз-

растает. С увеличением же частоты вращения поля происходит уменьшение амплитуды неустойчивости границы капли. На рис. 4 представлен график зависимости величины критической напряженности магнитного поля, при которой начинает развиваться неустойчивость, от частоты вращения поля. Как видно из графика, развитие неустойчивости границы капли при высоких частотах происходит при больших напряженностях магнитного поля, чем при низких частотах. При дальнейшем увеличении частоты вращения поля развитие неустойчивости вовсе не происходит. Вероятно, наблюдаемая неустойчивость имеет схожую природу с неустойчивостью Розенцвейга плоской поверхности магнитной жидкости в нормальном поле [6].

Анализ поведения капли был проведен на основе энергетического подхода. Равновесная форма

капли определялась по минимуму ее полной энергии, складывающейся из поверхностной энергии и свободной магнитной энергии. В результате этого, для характеристики степени деформации немагнитной капли, находящейся в магнитной жидкости, в постоянном магнитном поле нетрудно получить выражение, ранее приведенное в [7]:

$$Bo = \frac{2}{\mu} \left( \frac{\mu}{1-\mu} + N \right)^2 \frac{(3-2e^2)/e^2 - (3-4e^2)\arcsin e / \left( e^3(1-e^2)^{1/2} \right)}{(1-e^2)^{2/3} \left[ (3-e^2) \ln \left( \frac{1+e}{1-e} \right) / e^5 - 6/e^4 \right]}, \quad (1)$$

где  $e = \sqrt{1 - \frac{b^2}{a^2}}$  – эксцентриситет капли, форма которой предполагается эллипсоидальной;  $\mu$  – магнитная проницаемость магнитной жидкости (в наших опытах  $\mu \approx 7$ );  $N$  – размагничивающий фактор вытянутого эллипсоида вращения, определяемый выражением

$$N = \frac{1-e^2}{2e^3} \left( \ln \frac{1+e}{1-e} - 2e \right).$$

Трансформация вытянутой капли в сплюснутую происходит, когда период вращения магнитного поля становится меньше времени

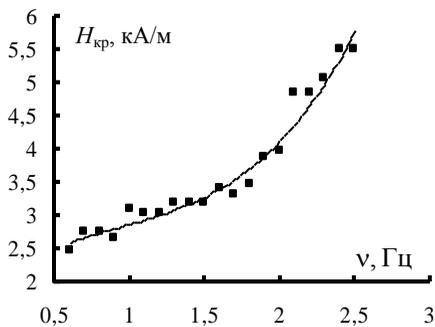


Рис. 4.

релаксации формы капли, которое может быть определено по следующему выражению:

$$\tau = \frac{R(16\eta_2 + 19\eta_1)(3\eta_2 + 2\eta_1)}{40\sigma(\eta_1 + \eta_2)}, \quad (2)$$

где  $\eta_1, \eta_2$  – динамические вязкости капли и среды соответственно. В наших опытах такая трансформация происходила при частоте вращения поля примерно равной 5 Гц, что находится в удовлетворительном согласии с расчетом, проведенным по формуле (2).

Вывод уравнения, определяющего форму сплюсненной капли в быстро вращающемся поле, можно провести по аналогии с предыдущим выводом для случая постоянного поля. Это позволяет получить следующее уравнение, определяющее форму сплюсненной капли:

$$Bo = \frac{2}{\mu} \left( \frac{\mu}{1-\mu} + N \right)^2 \frac{(1-e^2)^{2/3} \left( \frac{e^2+3}{e} \ln \frac{1+e}{\sqrt{1-e^2}} - \frac{3-e^2}{1-e^2} \right)}{3/e^2 - \frac{(3-2e^2)\sqrt{1-e^2}}{e^3} \operatorname{arctg} \frac{e}{\sqrt{1-e^2}} - 3}, \quad (3)$$

где  $N$  – размагничивающий фактор сплюсненного эллипсоида вращения вдоль его большей оси, определяемый выражением

$$N = \frac{1}{2} - \frac{\sqrt{1-e^2}}{2e^3} \left( \frac{e}{\sqrt{1-e^2}} - \operatorname{arctg} \frac{e}{\sqrt{1-e^2}} \right).$$

Сопоставление теоретических расчетов по формулам (1) и (3) и экспериментальных данных приведено на рис. 1, где сплошные линии соответствуют теоретическим кривым. Как видно теоретические расчеты находятся в хорошем согласии с экспериментом.

Таким образом, в данной работе выявлен ряд эффектов, связанных с поведением немагнитных капель в магнитной жидкости, подверженных действию вращающегося магнитного поля. Исследованы закономерности поведения отдельной капли, динамика ее формы, и явление распада капли. Полученные результаты могут быть использованы для моделирования процессов, происходящих в системах, обладающих похожими свойствами.

Работа выполнена при поддержке Федерального агентства по образованию в рамках ведомственной аналитической научно-технической программы «Развитие научного потенциала высшей школы».

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. J.-C. Bacri, A. Cebers, and R. Perzynski, *Phys. Rev. Lett.* 72, 2705 (1994).
2. А.В. Лебедев, К.И. Морозов, ПЖЭТФ 65, 150 (1997).
3. Yu.I. Dikansky, M.A. Bedjanian, I.Yu. Chuenkova, V.N. Suzdalev, *J. Mag. Mag. Mat.* 252 (2002) 276–279.
4. К.И. Морозов, ЖЭТФ 112, 1340 (1997).
5. A.V. Lebedev, A. Engel, K.I. Morozov, H. Bauke, *New J. Phys.* 5 (2003) 57.1–57.20
6. Р. Розенцвейг, Феррогидродинамика. – М.: Мир. 1989. – 357 с.
7. Э.Я. Блум, М.М. Майоров, А.О. Цеберс, Магнитные жидкости, Зинатне, Рига (1989).

## КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ И ЭГД-ТЕЧЕНИЙ В СИММЕТРИЧНОЙ СИСТЕМЕ НАГРЕВАТЕЛЕЙ-ЭЛЕКТРОДОВ.

**Елагин И.А., Стишков Ю.К., Чирков В.А., Глущенко П.В.**  
Санкт-Петербургский Государственный Университет  
198504, Санкт-Петербург, г. Петродворец, ул. Ульяновская, 3.  
E-mail: [stishkov@paloma.spbu.ru](mailto:stishkov@paloma.spbu.ru)



Елагин Илья Александрович окончил магистратуру Санкт-Петербургского Государственного Университета в 2006 году. Имеет 15 научных публикаций. В настоящее время является аспирантом кафедры радиофизики физического факультета СПбГУ.



Стишков Юрий Константинович окончил аспирантуру Ленинградского Государственного Университета в 1971 году. В 1986 году защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук. Имеет 150 научных публикаций, в том числе монографию и 9 учебных пособий, 5 авторских свидетельств на изобретение и патентов РФ. В настоящее время является директором Научно-образовательного центра «Электрофизика», зав. лабораторией электрофизики, профессором кафедры радиофизики физического факультета СПбГУ, доктором физ.-мат. наук. Научно-исследовательская работа в области электрофизики поощрялась грантами РФФИ.



Чирков Владимир Александрович окончил бакалавриат Санкт-Петербургского Государственного Университета в 2007 году. Имеет 2 научных публикации. В настоящее время является магистрантом направления "Электрофизика" физического факультета СПбГУ.



Глущенко Петр Владимирович окончил бакалавриат Санкт-Петербургского Государственного Университета в 2006 году. Имеет 5 научных публикаций. В настоящее время является магистрантом направления "Электрофизика" физического факультета СПбГУ.

При разработке алгоритмов моделирования ЭГД-течений основным вопросом является вопрос о рациональном выборе области локализации движущих кулоновских сил, носящих объемный характер. В то же время в современных системах компьютерного моделирования как правило имеется стандартный набор средств по моделированию процессов естественной конвекции, движущие силы которых, как и в случае ЭГД-течений, имеют объемный характер. В представляемом материале приводится сравнительный анализ компьютерных моделей этих двух классов течений, позволяющий глубже понять и осмыслить их природу и особенности. Проведенное сравнение позволит уточнить алгоритмы моделирования течений с объемной нагрузкой, к классу которых относятся МГД-течения и течения магнитных жидкостей.

Явление естественной конвекции наблюдается, когда нагретые слои газа либо жидкости движутся вверх относительно более холодных слоев под действием подъемной архимедовой силы. Характерной особенностью такого движения является то, что сила, под действием которой оно происходит, объемная, и область локализации этих сил известна: это пристеночные пограничные слои и струйки нагретой жидкости в восходящем факеле [1].

Движущая сила электрогидродинамических течений также является объемной, область ее локализации – приэлектродные слои и центральная струйка ЭГД-течения [2]. Представляется интересным сравнить результаты компьютерного моделирования этих двух явлений.

В качестве модели в обоих случаях выбрана симметричная система «электродов» (в случае естественной конвекции «электродами» условно называются нагреватели) типа провод-провод, в которой возникают встречные потоки жидкости. Такого рода течения представляют особый интерес, поскольку область рекомбинации зарядов имеет четкую локализацию в пространстве [3]. В качестве рабочей жидкости использовалось трансформаторное масло со следующими свойствами:

плотность (при $T_0$ )	800	кг/м <sup>3</sup>
динамическая вязкость	0.02	Па·с
теплопроводность	1	Вт/(м·К)
теплоемкость	2000	Дж/(кг·К)
коэффициент теплового расширения	$0.7e-3$	1/К
диэлектрическая проницаемость	2.2	

Упрощенная система уравнений естественной конвекции в стационарном случае (уравнение неразрывности (1), уравнение Навье-Стокса (2), уравнение теплопереноса (3)):

$$\begin{aligned}
 (1) \quad & \operatorname{div}(\gamma \vec{v}) = 0 \\
 (2) \quad & \gamma(\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\nabla P + \operatorname{div}(\eta \nabla \vec{v}) + (\gamma - \gamma_0) \vec{g} \\
 (3) \quad & \operatorname{div}(k \nabla T) + \dot{q} = \gamma C_p \vec{v} \nabla T
 \end{aligned}$$

где  $\gamma$  – плотность;  $v$  – скорость;  $P$  – давление;  $\eta$  – коэффициент динамической вязкости;  $g$  – ускорение свободного падения;  $k$  – коэффициент теплопроводности;  $q$  – удельная мощность объёмных источников тепла;  $T$  – температура;  $C_p$  – теплоёмкость при постоянном давлении.

Полная система ЭГД уравнений ((4) – закон сохранения заряда с учетом миграционной, диффузионной и конвективной составляющих для тока, (5) – уравнение Гаусса-Остроградского, (6) – уравнение связи потенциала и напряженности электрического поля, (7) – уравнение Навье-Стокса, (8) – уравнение неразрывности, (9) – уравнение состояния):

$$\begin{aligned}
 (4) \quad & \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho b \vec{E} + D \nabla \rho + \rho \vec{v}) = f(x, t) \\
 (5) \quad & \varepsilon \varepsilon_0 \operatorname{div}(-\nabla \varphi) = \rho \\
 (6) \quad & E = -\nabla \varphi \\
 (7) \quad & \gamma \left( \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla \vec{v}) \right) = -\nabla P + \eta \Delta \vec{v} + \rho \vec{E} \\
 (8) \quad & \frac{\partial \gamma}{\partial t} + \operatorname{div} \gamma \vec{v} = 0 \\
 (9) \quad & P = P(\gamma)
 \end{aligned}$$

Здесь  $\rho$  – плотность объемного заряда,  $j$  – ток,  $f$  – функция источника,  $b$  – подвижность,  $D$  – коэффициент электрической диффузии,  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость жидкости,  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума,  $E$  – напряженность электрического поля,  $\varphi$  – электрический потенциал.

Видно, что и в том и в другом случае, в правой части уравнения Навье-Стокса присутствует объемная сила, вызывающая движение жидкости. Однако в случае естественной конвекции эта сила зависит только от одной скалярной неизвестной – температуры (рассматривается несжимаемая жидкость), и направление ее не зависит от геометрии теплоотдающих поверхностей, а определяется направлением гравитации. В электрогидродинамике векторная кулоновская сила является произведением объемного заряда и зависящей от него напряженности электрического поля, которая существенно зависит от конфигурации электродов.

В задаче рассматривается модельная кювета («1» на рис.1) размерами 8x8 см (поперечное сечение, третьей размерностью пренебрегаем). В ней располагаются два цилиндра «2» радиуса 0.7 мм, расположенных на расстоянии 1 см друг от друга. В случае естественной конвекции нижний цилиндр нагревается относительно начальной общей температуры кюветы ( $T_0 = 400$  К), а верхний охлаждается. На внешних стенках кюветы задается температура 400 К.

Зависимость от температуры учитывается только для плотности с использованием коэффициента теплового расширения ( $\alpha_0$ ):  $\gamma = \gamma_0 - \gamma_0 * \alpha_0 * (T - T_0)$ . Для получения симметричных встречных течений у нижнего цилиндра масло нагревается, его плотность уменьшается, оно всплывает вверх. У верхнего охлаждаемого цилиндра наоборот, охлажденное масло опускается. Возникают встречные потоки жидкости. При одинаковой относительной разности температур у цилиндров относительно средней температуры эти потоки взаимно симметричны.

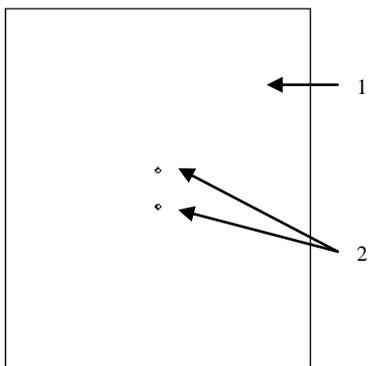


Рис.1. Геометрия задачи.

В случае ЭГД-течений на электроды прикладываются потенциалы  $\pm 16$ кВ, скорости образования гомозаряда на каждом из электродов считаются одинаковыми, плотность заряда однородна

в пределах кольцевых приэлектродных областей, заряд распространяется в объем по струйке жидкости, образованной линиями тока, касательными внешней границе приэлектродного слоя (рис. 2). В области встречи противоположно заряженных струй вдоль центральной плоскости происходит рекомбинация заряда. Механизм рекомбинации в области боковых струй носит миграционный характер [3].

Ниже приводится сравнение расчетов для естественной конвекции и ЭГД-течений: распределение линий тока встречных течений представлено на рис. 3. Видно, что структура естественной конвекции и ЭГД-течений идентична, оба процесса образуют встречно-симметричные четырехячейчатые потоки жидкости, с плоскостями симметрии: горизонтальной проходящей в середине кюветы и вертикальной, проходящей через центры электродов.

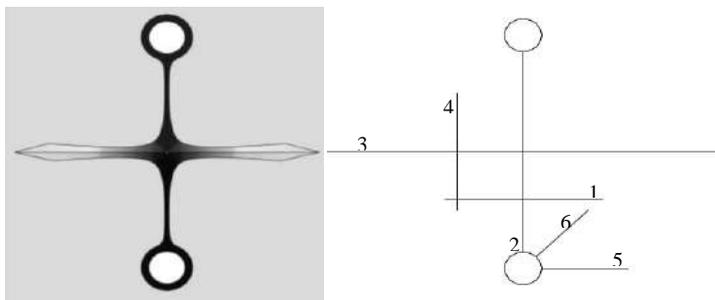


Рис. 2. Распределение плотности объемного заряда (слева) и расположение путей, вдоль которых будут построены линейные графики скоростей (справа)

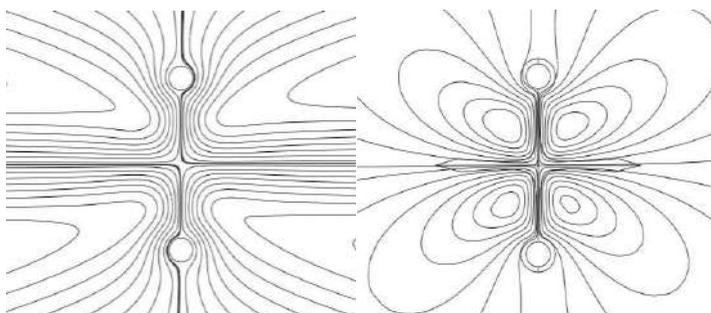


Рис. 3. Линии тока встречных ЭГД-течений (справа) и естественной конвекции (слева)

Для детального анализа течений проведем пути (рис. 2): 1 – поперек центральных струй, проходящий через центры нижней пары ячеек, 2 – вдоль вертикальной оси течений от верхнего электрода к нижнему, 3 – проходящий вдоль центральной плоскости, 4 – поперек боковых струй, проходящий через центры левой пары ячеек, 5 и 6 – проходящие по нормали от электрода под углами  $90^\circ$  и  $45^\circ$  к центральной струе соответственно. Встречные течения естественной конвекции имеют перегрев (200 К) от нижнего и охлаждение (200 К) от верхнего «электрода» и в случае ЭГД-течений положительный заряд от верхнего и отрицательный от нижнего электродов (рис. 2).

Столь большая разность температур в случае естественной конвекции необходима для того, чтобы получить развитые течения, скорость которых по порядку близка к скорости ЭГД-течений. Ниже приводятся характерные контурные графики распределения скоростей в обоих случаях (рис. 4). Максимальные скорости при естественной конвекции составляют 7–8 мм/с, при ЭГД-течениях 2–3 см/с, однако далее

анализируются безразмерные графики, характеризующие структуру течений. В целом оба течения имеют подобную структуру: наряду с пристеночными боковыми факелами, огибающими «цилиндрические электроды» имеется сформировавшиеся встречные центральные струйки жидкости. В области встречи центральных струй имеется круговая область неподвижной жидкости, от которой в горизонтальном направлении расходятся боковые струйки жидкости.

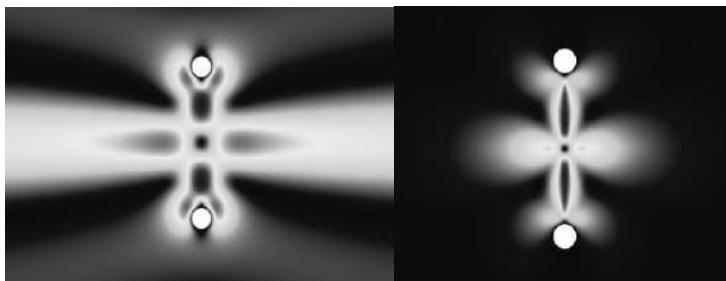


Рис. 4. Контурные графики распределения скоростей при естественной конвекции (слева) и при ЭГД-течениях (справа)

Следует отметить, что в центральных струйках движущая сила направлена вдоль течения, в то время как в боковых струйках направление движущей силы не совпадает с направлением течения. Более детальный анализ можно провести путем анализа линейных распределений скорости вдоль определенных характерных линий. Продольные распределения скорости вдоль пути 2 в обоих случаях схожи (рис. 5). Они имеют типовой характер [4]: короткая зона ускорения, промежуточная зона однородного течения и зона торможения у центральной плоскости в области встречи струй. Для ЭГД-течения зоны ускорения у электродов более крутые и короткие, а зоны торможения более плавные. Это объясняется тем, что электрические силы достаточно быстро спадают по направлению от электрода в жидкость и поэтому области максимальных сил расположены вблизи каждого из электродов. При естественной конвекции ускорение более однородно и направлено строго вертикально, а температура слабо спадает вдоль направления течения от поверхности нагревателя (охладителя) в жидкость. Поэтому движущие архимедовы силы естественной конвекции распределены вдоль оси течения более плавно и осевые распределения скорости в центральных струях практически симметричны (рис. 5).

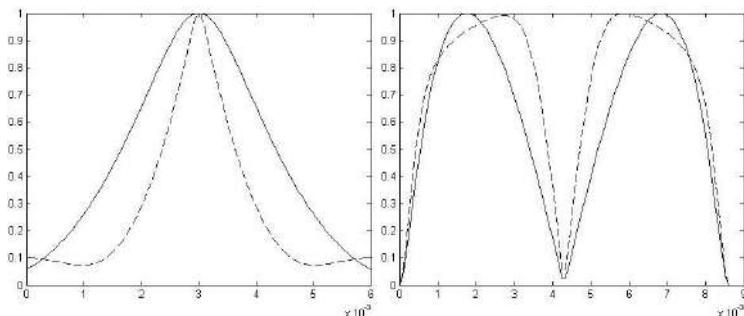


Рис. 5. Распределение скоростей вдоль центральных струй (справа, путь 2) и профили скоростей в межэлектродном промежутке (слева, путь 1) для естественной конвекции (сплошная линия) и ЭГД-течений (прерывистая линия)

Центральные струи в случае естественной конвекции оказываются более широкими, чем при ЭГД-течениях, это лучше видно на профилях скорости, полученных вдоль пути 1 (рис. 5).

Такие результаты можно объяснить тем, что толщина заряженной струйки, совпадающая с областью локализации действия электрических сил в ЭГД-течениях значительно уже, чем соответствующая прогретая полоска для естественной конвекции (рис. 6).

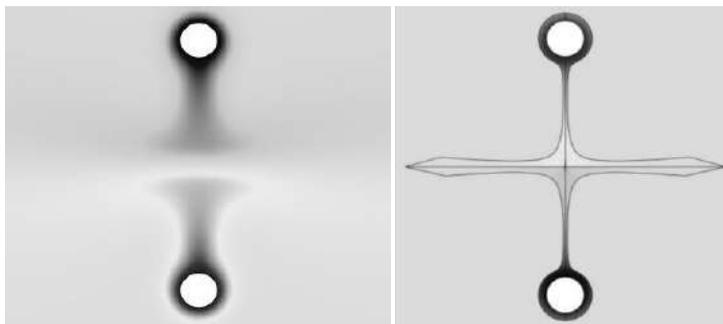


Рис. 6. Распределение сил в случае естественной конвекции (слева) и в случае ЭГД-течений (справа)

Это связано с тем, что электрическое число Рейнольдса значительно выше единицы, т.е. электрический заряд течет вместе с жидкостью вдоль центральных струй, практически не растекаясь поперек направления течения. В случае же естественной конвекции прогревается довольно широкая область за счет сравнительно высокой темпе-

ратуропроводности трансформаторного масла, соответственно этому увеличивается в поперечном направлении и область действия архимедовых сил.

Весьма интересны линейные графики скоростей вдоль боковых струй течений (путь 3). Дело в том, что в случае естественной конвекции в области центральной струи имеет место преимущественно конвективный теплоперенос, аналогично в случае ЭГД-течений в центральных струйках преобладает конвективный перенос заряда жидкости. В то же время в пределах боковых струек и в том и в другом случаях конвективный перенос сменяется на кондуктивный, идущий поперек течения в боковых струях. Это и определяет структуру боковых струй. В данном случае видно, что при ЭГД-течениях с заданной рекомбинацией спад скорости происходит значительно быстрее, боковые струи более короткие. При конвекции спад скорости происходит значительно медленнее. Необходимо заметить, что практически при любых параметрах (температура, вязкость, теплопроводность) боковые струи в случае конвекции получаются очень длинными, что можно объяснить тем, что скорость выравнивания температуры за счет теплопроводности в них значительно меньше, чем скорость подтекания жидкости. Ширина же боковых струй сильно зависит от этих параметров. Для данного случая при естественной конвекции они получаются немного шире, чем при рассчитанных ЭГД-течениях (рис. 7), ширина измерялась на расстоянии 2.5 мм от центра кюветы (путь 4).

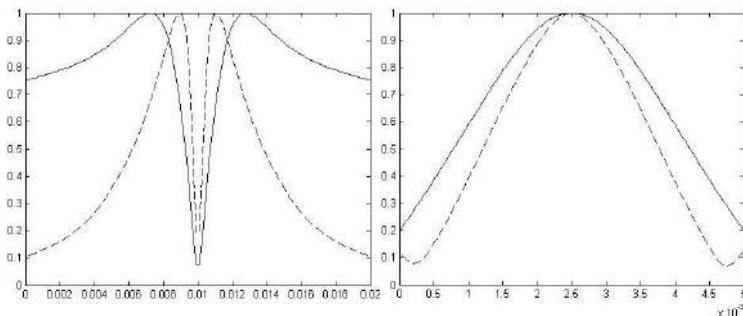


Рис. 7. Распределение скоростей вдоль (слева, путь 3) и поперек (справа, путь 4) боковых струй течений в случае естественной конвекции (сплошная линия) и в случае ЭГД-течений (прерывистая линия)

Распределение скоростей в «приэлектродном» слое для естественной конвекции имеет хорошо известную структуру так называемого пристеночного теплового «факела», она слабо зависит от выбора направления пути, нормального к поверхности электрода. В случае же

ЭГД-течений эта структура более расплывчата и формируется ближе к центральной струе (переход от пути 5 к пути 6). Это можно объяснить тем, что силы в случае ЭГД-течений направлены нормально к поверхности электрода и, соответственно, перпендикулярно к линиям тока приэлектродных струй. В случае же естественной конвекции архимедова сила направлена вдоль оси течения.

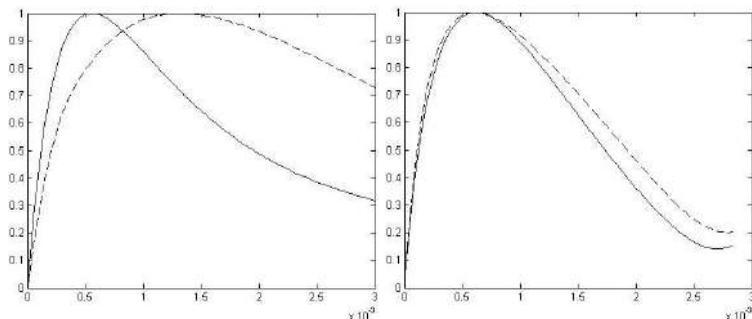


Рис.8 Распределение скоростей приэлектродном слое (слева - путь 5, справа - путь 6) в случае естественной конвекции (сплошная линия) и в случае ЭГД-течений (прерывистая линия).

Таким образом, следует отметить, что процессы естественной конвекции и ЭГД-течения имеют как общие черты, связанные с объемным характером действующих сил и их локализацией в объеме, так и структурные различия, определяемые распределением действующих объемных сил. Проведенное сопоставление позволит усовершенствовать алгоритм моделирования ЭГД-течений.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Геххарт Б., Джалурия Й., Махаджан Р., Самакия Б. Свободноконвективные течения, тепло - и массообмен. Т.1. М. Мир, 1991.
2. Stishkov Yu.K., Buyanov A.V. Kinematic Structure of Electrohydrodynamic Flow in "Wire-Wire" and "Wire over Plane" Electrode Systems Placed in a Liquid // Technical Physics. – 2003. – Vol. 48. – № 8. – P. 972–977.
3. Stishkov Yu.K., Elagin I.A. Simulation of Nonstationary Electrohydrodynamic Flows in a Symmetric System of Electrodes of the Wire-Wire Type // Technical Physics. – 2005. – Vol. 50. – № 9. – P. 1119–1123.
4. Buyanov A.V., Stishkov Yu.K. Peculiarities in the Structure of Electrohydrodynamic Through Flow in a Symmetric Electrode System // Technical Physics. – 2004. – Vol. 49. – № 8. – P. 1075–1078.

## КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МГД-ТЕЧЕНИЙ В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОЛИТАХ.

**Стишков Ю.К., Гак Е.З., Павлов В.А., Пугач О.А.**

Санкт-Петербургский государственный университет  
198504, Санкт-Петербург, г. Петродворец, ул. Ульяновская, 3. E-mail:  
stishkov@paloma.spbu.ru



Гак Елизавета Захаровна окончила Ленинградский Электротехнический Институт имени Ленина (ЛЭТИ) в 1960 году. В 2003 году защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физ-мат наук по теме: «Экспериментальная физика». Имеет 300 научных публикаций, в том числе 4 монографии, 20 авторских свидетельства на изобретение и 1 патент РФ. В настоящее время является ведущим научным сотрудником ГНУ Агрофизического НИИ РАСХН, доктором науки и техники (США).



Павлов Валерий Андреевич окончил Ленинградский Государственный Университет в 1963 году. В 1992 году защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физ-мат наук по теме «Волновые процессы в околоземном пространстве». Имеет 95 научных публикаций, в том числе 85 статей, 2 статьи в иностранных журналах, одну монографию и 4 учебных пособия. В настоящее время является профессором кафедры радиофизики физического факультета СПбГУ, доктором физ-мат наук, профессором кафедры радиофизики СПбГУ. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФИ.



Пугач Олег Александрович окончил бакалавриат Санкт-Петербургского государственного университета в 2007 году. Имеет 1 научную публикацию. В настоящее время является студентом 1 курса магистратуры СПбГУ, бакалавром.



Автор Стишков Юрий Константинович окончил аспирантуру Ленинградского Государственного Университета в 1971 году. В 1986 году защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физ-мат наук. Имеет 150 научных публикаций, в том числе монографию и 9 учебных пособий. В настоящее время является директором Научно-образовательного центра «Электрофизика», зав. лабораторией электрофизики, профессором кафедры радиофизики физического факультета СПбГУ, доктором физ-мат наук. Научно-исследовательская работа в области электрофизики поощрялась грантами РФФИ.

Магнитогидродинамика (МГД) – относительно малоисследованная область знаний. В область применений магнитной гидродинамики входят очень разнообразные объекты – от жидких металлов до солнечной и космической плазмы. Очень широко применяются МГД эффекты для решения прикладных задач [1] (генераторы, бесконтактные динамические расходомеры, измерители скорости, ракетные движители, движители морских судов, насосы). В этой работе рассматриваются МГД эффекты в растворах электролитов, как наиболее удобные для наблюдения. Для того чтобы моделировать работу устройств, основанных на применении магнитогидродинамики, необходимо вначале проверить, что наши представления и аппарат расчета достаточно точны. Для этого необходимо сравнить результаты расчетов (возможно численного моделирования) с результатами эксперимента. Максимальная простота модели желательна для того, чтобы по возможности исключить ошибки расчета и эксперимента. Цель данной работы – на основе достаточного простого исследования отработать алгоритмы как компьютерного моделирования, так и лабораторного исследования, чтобы перейти к более сложным объектам.

Экспериментальная установка (рис. 1) состоит из прямоугольной кюветы с электролитом (15% раствор медного купороса). В кювете на стенках установлены электроды, подключенные к источнику постоянного напряжения. Исследования проводились в диапазоне напряжений 8-12 В. Магнитное поле создается расположенными под кюветой магнитами. Меняя расположение и количество магнитов, можно создавать различные конфигурации поля и наблюдать различные МГД-течения. В описываемом эксперименте использовался один магнит, установленный под кюветой таким образом, чтобы его поле было направленно вертикально (в этом случае скорость течений по горизонтали будет максимальной). Магнит был установлен поперек кюветы, так, чтобы перекрывалась вся ее ширина.

Внутренний размер прямоугольной кюветы 8,06 см на 11,572 см. При слишком тонком слое велико влияние прилипания ко дну, а при слишком глубоком слое магнитное поле существенно ослабляется на его протяжении, что приводит к уменьшению скорости на поверхности. По этой причине в кювету наливался слой жидкости глубиной 1 см.

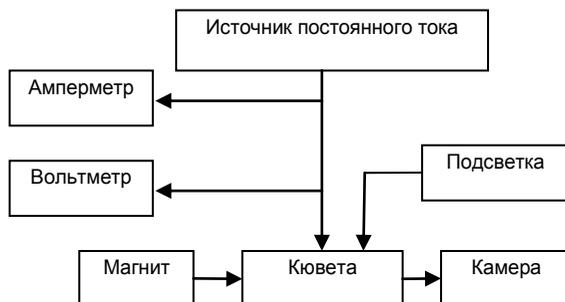


Рис. 3. Блок-схема установки

В опыте использовался феррито-бариевый магнит (80x63x13 мм). На рис. 2 показана визуализация магнитного поля с помощью стальных опилок. Видно, что верхняя сторона магнита – полюс.



Рис. 4. Визуализация магнитного поля с помощью стальных опилок

Для измерения распределения магнитного поля использовался миллесламетр Ф4355. Результаты измерения приведены на рис 3. В среднем поле равно 97 мТл. При протекании электрического тока через раствор электролита возникали МГД-течения, для визуализации которых в жидкость добавлялись светоотражающие включения. При боковой прерывистой подсветке течения, его можно наблюдать и зарегистрировать на видеокамеру [2].

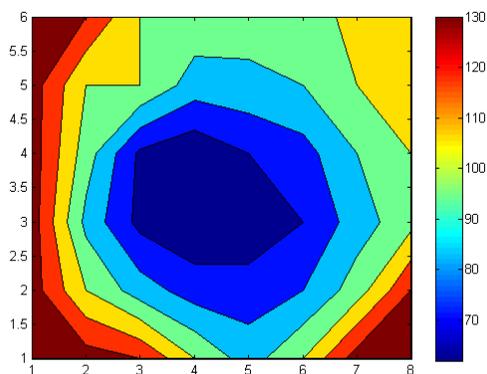


Рис. 5. Распределение магнитного поля по верхней поверхности магнита

Чтобы исключить необходимость определения глубины течения, а также минимизировать изменение условий, которое может повлечь за собой визуализация в объеме жидкости, визуализировались течения, возникающие на открытой верхней границе электролита. Визуализация осуществлялась напылением на поверхность жидкости алюминиевой пудры (рис. 4). Для исследования поля скоростей МГД-течения производилась запись течений на цифровую видеокамеру. Обработка фото- и видеозаписей проводилась с помощью специальной программы EHD-Reader, разработанной студентами и сотрудниками НОЦ «Электрофизика»[3], позволяющая из последовательности видеок кадров получить векторное поле скоростей.

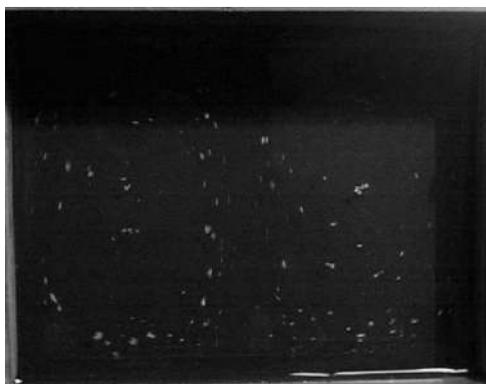


Рис. 6. Кадр МГД-течения на поверхности жидкости, визуализация алюминиевой пудрой

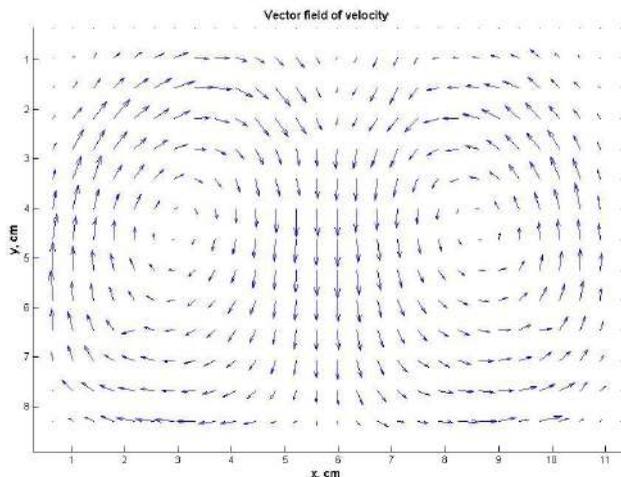


Рис. 7. Поле скоростей, восстановленное с помощью программы EGD-Reader

В эксперименте измеряются: ток, проходящий через кювету, напряжение на электродах и скорость движения частиц на поверхности жидкости. Из этих измерений получено, что удельное сопротивление жидкости в отсутствие магнита и с ним отличаются мало и равны приблизительно  $0,258 \text{ Ом}\cdot\text{м}$ , что близко к справочному значению.

Магнитная вязкость в эксперименте, согласно расчетам,

$$\eta = \frac{1}{\sigma\mu_0} = 1.7 \cdot 10^5 \text{ М}^2/\text{с}, \quad \text{а магнитное число Рейнольдса}$$

$$R_m = \frac{UL}{\eta} = 6 \cdot 10^{-7} \ll 1, \quad \text{где } \sigma - \text{электропроводность жидкости, } \mu_0 - \text{магнитная постоянная, } U - \text{характерный масштаб скорости (использовалась максимальная скорость), } L - \text{характерный масштаб длины (использовалась ширина кюветы).}$$

Было проведено компьютерное моделирование МГД течения в среде ANSYS. При этом использовался ряд приближений, связанных в первую очередь с тем, что в ANSYS нельзя задать произвольную систему уравнений, такую как уравнения динамики электропроводящей среды во внешнем магнитном поле [4]. Основные приближения:

- Ток, протекающий через жидкость, приводит к слабым возмущениям магнитного поля.
- Магнит обладает строго однородной коэрцитивной силой.

- Ток равномерно распределен по жидкости. При решении задачи с более сложной конфигурацией электродов это приближение следует заменить на «ток в жидкости не зависит от ее движения и влияния внешнего поля».
- Сила, действующая на ионы, целиком передается жидкости.

Магнитное поле моделировалось следующим образом. Моделировался магнит и прилегающее к нему пространство. Задавалась постоянная коэрцитивная сила в магните (217540 А/м), электрическое сопротивление материала магнита, и магнитная проницаемость магнита и воздуха. Коэрцитивная сила магнита подбиралась таким образом, чтобы обеспечить совпадение средних значений поля у поверхности с экспериментально измеренным значением. Оказалось, что рассчитанное распределение поля при однородной коэрцитивной силе сходно с экспериментальным. Поэтому использовалось однородное распределение коэрцитивной силы. Магнитная проницаемость магнита  $\mu=8000\mu_0$ .

Магнитная проницаемость воздуха, кюветы и медного купороса считалась равной магнитной проницаемости вакуума  $\mu_0$ . Электрическое сопротивление магнита  $9,8 \cdot 10^{-10}$  Ом/м.

На краях модели задавалось граничное условие перпендикулярности границе линий магнитного поля.

МГД течения моделировались движением электронейтральной среды во всем объеме жидкости. Использовались следующие значения параметров жидкости: плотность  $1165 \text{ кг/м}^3$  и вязкость  $0,001 \text{ кг/(м}\cdot\text{с)}$ . В качестве граничных условий использовалось условие прилипания к стенкам и дну кюветы. Также было запрещено движение жидкости вверх из кюветы против силы гравитации. Это необходимо, чтобы указать, что там проходит граница жидкости, и жидкость не может свободно течь через нее. В идеале следовало бы задать там «свободную поверхность», но, к сожалению, ANSYS не поддерживает работу с открытой границей в трехмерном случае. Отмеченное выше допущение оправдано тем, что движение в кювете достаточно медленное, и поверхность жидкости в опыте была неискаженной. Влияние МГД вводилось как действие некоторой эквивалентной внешней силы, равной по модулю произведению плотности тока на магнитное поле в данной точке. Рассчитанное распределение силы приведено на рис. 6.

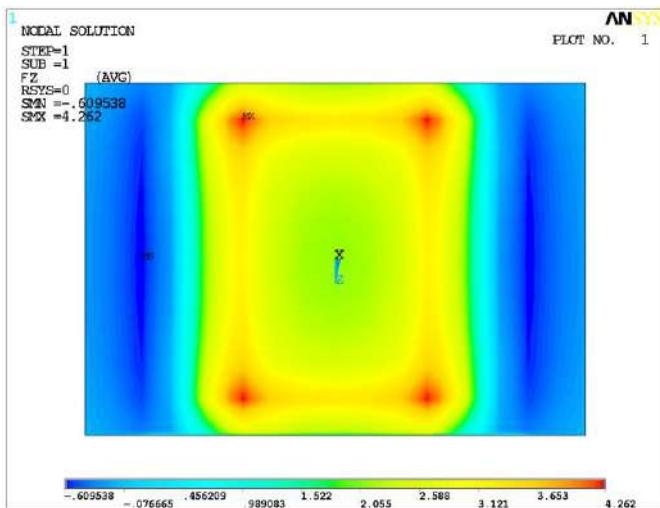


Рис. 8. Распределение силы у дна кюветы (в направлении Z)

Решалась стационарная задача, с включенной опцией учета турбулентности (так как иначе получить стабильное решение не удавалось). Жидкость считалась несжимаемой, и температура ее считалась постоянной. Так как вязкость жидкости довольно мала, сетка была построена умельчающей к границам.

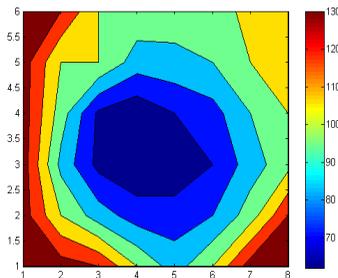


Рис. 9. Распределение магнитного поля(эксперимент)

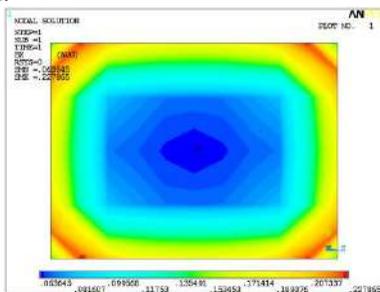


Рис. 10. Распределение магнитного поля(компьютерное моделирование)

На рис. 7–8 приведено распределение магнитного поля на верхней поверхности магнита (не в объеме кюветы). Видно, что самое сильное магнитное поле в углах, и оно спадает к середине магнита.

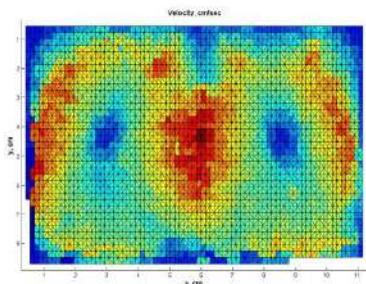


Рис. 11. Распределение модуля скорости по поверхности(эксперимент)

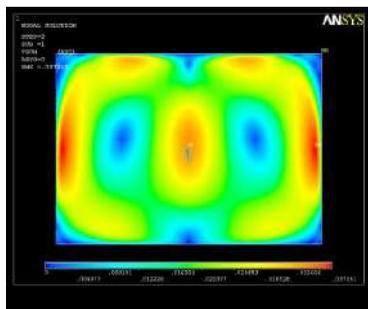


Рис. 12. Распределение модуля скорости по поверхности жидкости (компьютерная модель)

Течение образовывало два симметричных вихря. Наиболее быстрая скорость течения наблюдается на участках, где жидкость движется по прямой линии вдоль направления действия силы. Это реализуется в центре и по краям вдоль электродов. Там же находятся зоны ускорения. Как видно из рис. 9–10 результаты моделирования расходятся с результатами эксперимента приблизительно на 10%, но дают качественно сходную картину.

Таким образом, удалось провести численное моделирование МГД течения в условиях использования ряда приближений. Наиболее существенным из них является локальность действия магнитной силы на жидкость. Кроме того, сделано приближение: отсутствия влияния жидкости и тока в ней на магнитное поле.

Компьютерное моделирование МГД течений проведено для случая конкретного эксперимента. Используя приведенный алгоритм, возможно расширить его на компьютерное моделирование более сложных МГД течений, таких как: течения во вращающемся магнитном поле, течения в проектируемых промышленных МГД устройствах, течения в магнитных жидкостях. Возможно также использование результатов для лекционных демонстраций МГД-течений и в лекциях по использованию программного пакета ANSYS для моделирования МГД-процессов.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Бондаренко Н.Ф., Гак Е.З., Рохинсон Э.Е., Ананьев И.П. Магнитные поля в сельскохозяйственной практике и исследованиях. //СПб: 1997 – 167 с.
2. Стишков Ю. К., Остапенко А.А. Электрогидродинамические течения в жидких диэлектриках. //Л., 1989. 174 с

3. Афанасьев С.Б., Лавренко Д.С., Николаев П.О., Стишков Ю.К. Полуавтоматический метод компьютерной обработки поля скоростей ЭГД-течений // Электронная обработка материалов. – 2007. – № 1 (243). – С. 24-30.
4. В.А. Павлов. Учебно-методическое пособие. Магнитная гидродинамика. //СПб:2007

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МГД-ПРОЦЕССОВ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ВРАЩАТЕЛЕ РАСПЛАВА

**Сарапулов Ф.Н., Сарапулов С.Ф., Сидоров О.Ю.**

Уральский государственный технический университет  
620002, г. Екатеринбург, ул. Мира, 19. Факс: (343)3759514;

E-mail: [sarapulovfn@ya.ru](mailto:sarapulovfn@ya.ru)



Сарапулов Федор Никитич окончил УПИ в 1962 году. В 1982 году защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора наук по теме «Несимметричные индукционные двигатели с замкнутыми и разомкнутыми магнитопроводами». Имеет более 400 публикаций, в том числе 75 статей, 40 а.с. на изобретение и патентов РФ. В настоящее время является д.т.н., профессором, зав. кафедрой электротехники и электротехнологических систем УГТУ-УПИ. Научно-исследовательская работа в области МГД-устройств поощрялась грантами Минобразования РФ.



Сарапулов Сергей Федорович окончил УПИ в 1999 году. В 2002 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата наук по теме «Математическое моделирование линейных индукционных машин технологического назначения на основе их схем замещения». Имеет более 70 научных трудов. В настоящее время является к.т.н., доцентом кафедры химии электротехники и электротехнологических систем УГТУ-УПИ.



Сидоров Олег Юрьевич окончил УПИ в 1962 году. В 1995 году защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора наук по теме «Основы теории и расчет характеристик индукционных электромеханических преобразователей энергии». Имеет более 100 научных трудов. В настоящее время является д.т.н., профессором кафедры химии Нижнетагильского технологического института (филиала) УГТУ-УПИ.

В работе ставится задача решения двумерных уравнений гидродинамики с использованием метода конечных элементов (МКЭ) в вариационной постановке. Особенностью данной задачи является необходимость учета частных производных нечетного порядка в вариационном функционале, а также в выработке методики учета неизвестного поля давления.

Рассмотрим систему уравнений двумерной гидродинамики в естественных координатах (см., например, [1])

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{1}{d} F_x + \frac{1}{d} \frac{\partial P}{\partial x} - \nu_t \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{1}{d} F_y + \frac{1}{d} \frac{\partial P}{\partial y} - \nu_t \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0. \quad (3)$$

Здесь  $u, v$  – компоненты скорости;  $F_x, F_y$  – компоненты плотности внешних сил;  $d$  – плотность жидкости;  $P$  – давление;  $\nu_t$  – турбулентная вязкость.

Ставится задача построения подынтегральных функций  $F_u$  и  $F_v$  интегралов

$$I_u = \int_D F_u(x, y, u(x, y), u_x(x, y), u_y(x, y)) dx dy, \quad (4)$$

$$I_v = \int_D F_v(x, y, v(x, y), v_x(x, y), v_y(x, y)) dx dy \quad (5)$$

таким образом, чтобы обобщенные уравнения Эйлера-Лагранжа (см., например, [2]) для функций  $F_u$  и  $F_v$ , как условия стационарности интегралов (4) и (5), позволили получить решение уравнений (1) – (3).

Выберем следующие функции

$$F_u = \frac{1}{2} \frac{u^2 - 2u_0 u}{\Delta t} + \frac{1}{2} u^2 \frac{\partial \varphi}{\partial x} + uv \frac{\partial \varphi}{\partial y} - \frac{1}{d} F_x u - \frac{1}{d} \frac{\partial u}{\partial x} P + \frac{1}{2} \nu_t \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \right], \quad (6)$$

$$F_v = \frac{1}{2} \frac{v^2 - 2v_0 v}{\Delta t} + \nu u \frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{1}{2} v^2 \frac{\partial \psi}{\partial y} -$$

$$-\frac{1}{d}F_y v - \frac{1}{d}\frac{\partial v}{\partial y}P + \frac{1}{2}v_t \left[ \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 \right]. \quad (7)$$

Соответствующие уравнения Эйлера-Лагранжа, полученные в соответствие с [2], имеют вид

$$\frac{u-u_0}{\Delta t} + u \frac{\partial \varphi}{\partial x} + v \frac{\partial \varphi}{\partial y} - \frac{1}{d}F_x + \frac{1}{d}\frac{\partial P}{\partial x} - v_t \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) = 0, \quad (8)$$

$$\frac{v-v_0}{\Delta t} + u \frac{\partial \psi}{\partial x} + v \frac{\partial \psi}{\partial y} - \frac{1}{d}F_y + \frac{1}{d}\frac{\partial P}{\partial y} - v_t \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) = 0. \quad (9)$$

Здесь  $(u-u_0)/\Delta t$ ,  $(v-v_0)/\Delta t$  - конечно-разностные аналоги производных по времени;  $\varphi(x, y)$ ,  $\psi(x, y)$  - некоторые заданные функции.

Уравнения (8) и (9) совпадают с уравнениями (1) и (2) при условии

$$\varphi \equiv u \quad \text{и} \quad \psi \equiv v. \quad (10)$$

Подобный подход был использован авторами в работе [3] при решении задачи расчета электромагнитного поля в движущейся среде.

Если условие (10) выполнено совместно с уравнением неразрывности (3), то решение вариационной задачи для интегралов (4) и (5) с подынтегральными функциями (6) и (7) приводит к решению уравнений (1) – (3). Рассмотрим практическую реализацию данной схемы.

Разобьем область моделирования на треугольные элементы и представим неизвестные функции  $u$  и  $v$ , а также заданные функции  $\varphi$  и  $\psi$  в виде разложения по линейным функциям [4]

$$X(x, y) = N_i^k X_i + N_j^k X_j + N_m^k X_m,$$

где  $X = u, v, \varphi, \psi$

$$N_p^k = \frac{1}{2S_k} \left( a \frac{k}{p} + b \frac{k}{p} x + c \frac{k}{p} y \right),$$

где  $p = i, j, m$  и  $k$  – номер треугольного конечного элемента.

Из условия  $\frac{\partial I_u}{\partial u_i} = 0$  можно составить уравнение, которое поз-

воляет выразить  $u_i$  (для  $v_i$  аналогично)

$$\begin{aligned}
 u_i = \frac{1}{a_{ii}} & \left\{ \sum_{k \in M_i} \left( \frac{1}{\Delta t} \left( u_{0i} D_{ii}^k + u_{0j} D_{ij}^k + u_{0m} D_{im}^k \right) + \right. \right. \\
 & + \frac{1}{d_k} \left( F_{xi} D_{ii}^k + F_{xj} D_{ij}^k + F_{xm} D_{im}^k \right) - \left( u_j^k a_{ij}^k + u_m^k a_{im}^k + v_j^k b_{ij}^k + v_m^k b_{im}^k \right) + \\
 & \left. \left. + \frac{b_i^k}{2d_k} P_k \right) - v_i b_{ii}^k \right\}. \quad (11)
 \end{aligned}$$

Здесь  $\Delta t$  - временной шаг интегрирования;  $M_i$  - множество конечных элементов (КЭ), содержащих узел  $i$ ;  $P_k$  - значение давления в КЭ с номером  $k$ ,  $D_{ip}^k = \iint_{S_k} N_i^k N_p^k dx dy$ ,  $p = i, j, m$ ;

$$a_{ii} = \sum_{k \in M_i} \left( \frac{1}{\Delta t} D_{ii}^k + \frac{1}{2S_k} \left( b_i^k \varphi_i + b_j^k \varphi_j + b_m^k \varphi_m \right) D_{ii}^k + \frac{v_t}{4S_k} \left( b_i^k b_i^k + c_i^k c_i^k \right) \right);$$

$$a_{ir}^k = \sum_{k \in M_i} u_r^k \left( \frac{1}{\Delta t} D_{ir}^k + \frac{1}{2S_k} \left( b_i^k \varphi_i + b_j^k \varphi_j + b_m^k \varphi_m \right) D_{ir}^k + \frac{v_t}{4S_k} \left( b_i^k b_r^k + c_i^k c_r^k \right) \right);$$

$$b_{ii} = \sum_{k \in M_i} \left( \frac{1}{2S_k} \left( c_i^k \varphi_i + c_j^k \varphi_j + c_m^k \varphi_m \right) D_{ii}^k \right);$$

$$b_{ir}^k = \frac{1}{2S_k} \left( c_i^k \varphi_i + c_j^k \varphi_j + c_m^k \varphi_m \right) D_{ir}^k; \quad r = j, m.$$

Полученное по уравнению (11) значение  $u_i$  и по аналогичному уравнению  $v_i$  в общем случае не удовлетворяют уравнению неразрывности (3). Для устранения этого необходимо провести коррекцию поля давления, например, согласно идеям [5].

Пусть к каждому значению давления  $P_k$  в уравнении (11) (и в уравнении для  $v_i$ ) прибавлена поправка  $\Delta P_k$ , тогда изменения в  $u_i$  и  $v_i$  будут иметь вид

$$\Delta u_i = \frac{1}{a_{ii}} \sum_{k \in M_i} \Delta P_k \frac{b_i^k}{2d_k}; \quad (12)$$

$$\Delta v_i = \frac{1}{s_{ii}} \sum_{k \in M_i} \Delta P_k \frac{c_i^k}{2d_k}. \quad (13)$$

Здесь выражение для  $s_{ii}$  аналогично выражению для  $b_{ii}$  с заменой  $c_p^k$  на  $b_p^k$  и  $\varphi_p$  на  $\psi_p$  ( $p = i, j, m$ ).

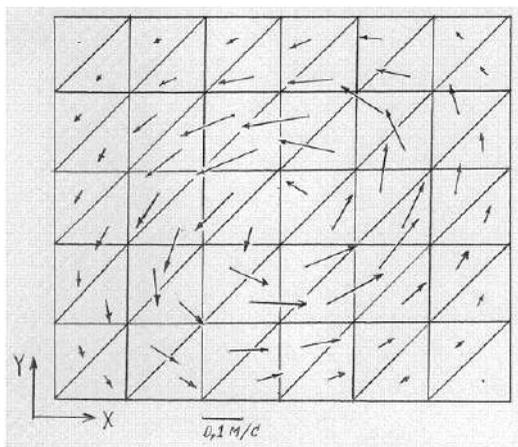
Запишем уравнение неразрывности (3) для КЭ с номером  $p$  и содержащим узел  $i$ , подставим в него (12) и (13).

Получим систему линейных алгебраических уравнений относительно  $\Delta P_k$

$$\sum_{k \in M_i} \frac{1}{2d_k} \left( \frac{b_i^k b_i^p}{a_{ii}} + \frac{c_i^k c_i^p}{s_{ii}} \right) \Delta P_k = -\Delta_p, \quad p \in M_i. \quad (14)$$

Решение системы (14) позволяет определить поправки к полю давлений  $\Delta P_k$  в каждом КЭ области моделирования таким образом, чтобы выполнялся конечно-элементный аналог уравнения неразрывности (3).

Апробация методики была проведена на тестовом примере, в котором ненулевой полагалась компонента силы  $F_x$  в нижних двух слоях рисунка (в нижнем слое  $F_x = 5$ , а в предыдущем  $F_x = 1$ ). Результаты расчета поля скорости показаны на рисунке. Эти данные позволяют сделать вывод о пригодности разработанного метода для решения задачи двумерной гидродинамики.



Расчетное поле скоростей

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Флетчер К. Вычислительные методы в динамике жидкостей: в 2-х т.: Т.2. М.: Мир, 1991. 552 с.
2. Шехтер Р.С. Вариационный метод в инженерных расчетах. М.: Мир, 1971. 292 с.
3. Сидоров О.Ю., Сарапулов Ф.Н. Развитие метода конечных элементов для расчета электромеханических характеристик кругового асинхронного двигателя // Труды Всеросс.научно-техн.конф. с межд. участием: Актуальные проблемы энергосберег. технологий. Екатеринбург: ГОУ ВПО УГТУ-УПИ. 2006. с.306-309.
4. Норри Д., де Фриз Ж. Введение в метод конечных элементов. М.: Мир, 1981.304 с.
5. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984. 152 с.

## **ИЗОТЕРМЫ АДСОРБЦИИ-ДЕСОРБЦИИ ОЛЕИНОВОЙ, ЛИНОЛЕВОЙ И ЛИНОЛЕНОВОЙ КИСЛОТ ИЗ РАСТВОРОВ ЦИКЛОГЕКСАНА И ГЕПТАНА НА ПОВЕРХНОСТИ ВЫСОКОДИСПЕРСНОГО МАГНЕТИТА**

**Балмасова О.В., Королев В.В., Рамазанова А.Г.**

Институт химии растворов РАН

153045, г. Иваново, ул. Академическая, д. 1

E-mail: [yvk@isc-ras.ru](mailto:yvk@isc-ras.ru)

Явление адсорбции из растворов на поверхности твердых тел лежит в основе многих химических и биологических процессов. Особое внимание обращается на роль в адсорбции химии поверхности адсорбента и конкуренции между молекулами растворителя и растворенного вещества за центры адсорбции поверхности твердого тела. Использование в качестве адсорбента высокодисперсного магнетита, который находит применение в различных областях науки и техники, определяет как теоретическое, так и прикладное значение результатов, представленных в данной работе.

Равновесно-адсорбционным методом получены изотермы адсорбции-десорбции олеиновой, линолевой и линоленовой кислот из растворов циклогексана и гептана на поверхности магнетита. Для описания изотерм адсорбции жирных кислот использовали теорию объемного заполнения микропор, на основании которой были рассчитаны величины предельной адсорбции, характеристическая энергия и объем пористого пространства. Установлено, что в растворах циклогексана изотерма адсорбции-десорбции олеиновой кислоты расположена выше изотерм линолевой и линоленовой кислот, а при адсорбции из гептана имеет место обратная зависимость. Величины предельной адсорбции и характеристической энергии кислот из циклогексана возрастают от линоленовой к олеиновой кислоте, а при адсорбции из гептана, наоборот, убывают. Показано, что изотермы адсорбции-десорбции имеют гистерезис.

Синтез высокодисперсного магнетита проводили соосаждением солей двух и трехвалентного железа избытком аммиака по методике [1]. Полученную суспензию магнетита многократно промывали дистиллированной водой [2]. Для изучения адсорбции жирных кислот на магнетите, последний, после синтеза и отмывки в водной среде переносили в органическую среду без стадии высушивания. Чистоту промывки суспензии адсорбента от пропилового спирта контролировали

ИК–спектроскопическим методом по исчезновению полосы поглощения валентных колебаний группы ОН 3650 см-1.

В качестве ПАВ в работе были использованы ненасыщенные жирные кислоты: олеиновая (цис-9-октадекановая), линолевая (цис-9, цис-12-октадекадиеновая) и линоленовая (цис-3-цис-6-цис-9-октадекатриеновую). Структура жирных кислот, записанная планарной формулой, приведена в [2]. В работе использовали циклогексан и гептан марки «ОСЧ».

Адсорбцию кислот из данных растворителей на поверхности магнетита проводили при помощи адсорбционной ячейки [2] с дозированием рабочего раствора кислоты в данном растворителе в суспензию магнетит – растворитель при температуре 298.15 К. Равновесные концентрации кислот определяли с помощью ИК-спектрофотометра по методике [3].

Десорбцию кислот с поверхности магнетита циклогексаном и гептаном проводили в той же адсорбционной ячейке [2] непосредственно после завершения процесса адсорбции. Процесс десорбции проводился путем отбора из адсорбционной ячейки определенного количества равновесного раствора и последующим добавлением в ячейку определенного количества данного растворителя. Перед отбором пробы магнитные частицы адсорбента с адсорбированной кислотой декантировали магнитным полем. После установления равновесия в системе равновесные концентрации кислот определяли по методике [3].

Величину избыточной адсорбции рассчитывали по уравнению (1):

$$\Gamma = \frac{(C_0 - C) \cdot m_{p-ля}}{m_{адс-нта} \cdot 1000} \quad (1),$$

где  $m_{p-ля}$  – масса растворителя,  $m_{адс-нта}$  – масса адсорбента,  $C_0$  и  $C$  – исходная и равновесная молярная концентрация ПАВ в растворе соответственно.

Из полученных величин избыточной адсорбции рассчитывали величины полной адсорбции. Адсорбционный объем в расчетах был принят равным объему пористого пространства магнетита. Расчеты показали, что разница между величинами избыточной и полной адсорбции составляла не более 0.01%, поэтому в дальнейших расчетах использовали экспериментально полученную величину избыточной адсорбции.

Для описания адсорбционных равновесий на магнетите использовали модель адсорбции на микропористых адсорбентах Дубинина–Радушкевича–Астахова (ТОЗМ). Изотерма адсорбции по ТОЗМ для процесса адсорбции из раствора записывается в виде уравнения (2):

$$a = a_m \cdot \exp \left\{ - \left[ \frac{RT}{\beta E_a} \ln \left( \frac{C_s}{C} \right) \right]^n \right\} \quad (2),$$

где  $a$  – величина адсорбции адсорбата (моль·г<sup>-1</sup> адсорбента),  $C$  – равновесная концентрация в растворе (моль·л<sup>-1</sup>),  $C_s$  – концентрация насыщенного раствора адсорбата, равная его растворимости (моль·л<sup>-1</sup>) (олеиновая, линолевая и линоленовая кислоты не имеют предела растворимости в циклогексане и гептане, поэтому  $C_s$  рассчитывалась как количество вещества в литре кислоты),  $a_m$  – величина предельной адсорбции адсорбата (моль·г<sup>-1</sup> адсорбента),  $E_a$  – характеристическая энергия адсорбента (Дж·моль<sup>-1</sup>);  $n$  – параметр, связанный со структурой пористого пространства твердого адсорбента (в случае адсорбции из растворов  $n = 2$ ),  $\beta$  – коэффициент аффинности (подобия).

Объем пористого пространства ( $V_p$ ) находили по уравнению (3):

$$V_p = \frac{a_m \cdot Mr_A}{\rho_A} \quad (3),$$

где  $Mr_A$ ,  $\rho_A$  – молекулярная масса и плотность адсорбата, соответственно.

По экспериментальным данным были построены изотермы адсорбции-десорбции жирных кислот на магнетите, которые представлены на рис. 1, 2.

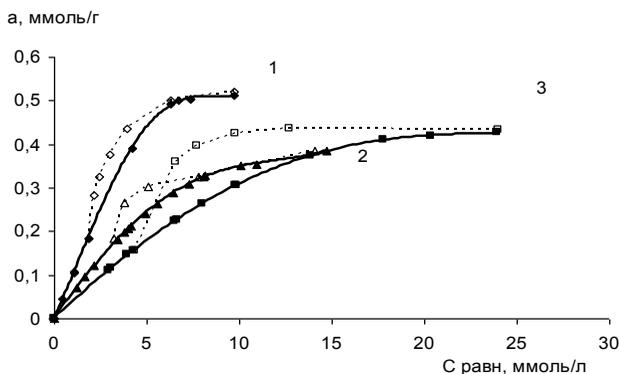


Рис. 1. Изотермы адсорбции - десорбции

◆ – олеиновой, ▲ – линолевой, ■ – линоленовой кислот из растворов циклогексана на поверхности магнетита при 298.15 K (темные точки – изотерма адсорбции, светлые точки – изотерма десорбции)

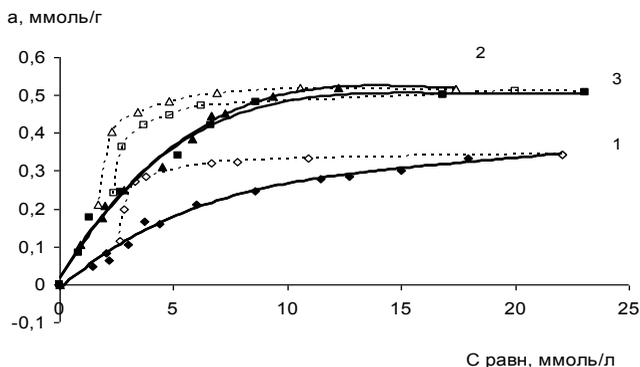


Рис. 2. Изотермы адсорбции - десорбции  
 ◆ – олеиновой, ▲ – линолевой, ■ – линоленовой кислот из растворов гептана на поверхности магнетита при 298.15 К (темные точки – изотерма адсорбции, светлые точки – изотерма десорбции)

Экстраполяцией линейных участков изотерм, построенных в линейных координатах уравнения ТОЗМ [2] были определены предельные величины адсорбции жирных кислот из циклогексана и гептана на магнетите и характеристические энергии адсорбции. Данные параметры представлены в таблице.

Параметры изотермы ТОЗМ адсорбции жирных кислот из растворов органических растворителей на магнетите при 298.15К

ПАВ	$C_s, M$	$a_m, ммоль \cdot г^{-1} Fe_3O_4$	$E_a, кДж \cdot моль^{-1}$	$V_p, см^3 \cdot см^{-3} Fe_3O_4$
Циклогексан				
Олеиновая кислота	3.15	$4.5 \pm 0.2$	$0.21 \pm 0.003$	$1.4 \pm 0.3$
Линолевая кислота	3.22	$3.0 \pm 0.2$	$0.20 \pm 0.002$	$0.9 \pm 0.2$
Линоленовая кислота	3.25	$2.8 \pm 0.2$	$0.19 \pm 0.002$	$0.8 \pm 0.3$
Гептан				
Олеиновая кислота	3.15	$2.4 \pm 0.2$	$0.21 \pm 0.003$	$0.7 \pm 0.3$
Линолевая кислота	3.22	$3.00 \pm 0.2$	$0.22 \pm 0.002$	$0.9 \pm 0.2$
Линоленовая кислота	3.25	$3.2 \pm 0.2$	$0.22 \pm 0.002$	$1.0 \pm 0.3$

В области концентраций адсорбата меньших критической концентрации мицеллообразования (в интервале  $0 \div 2$  ммоль/л, см. рис. 1 и 2) изотермы адсорбции кислот удовлетворительно описываются уравнением

ТОЗМ. Здесь происходит объемное заполнение пористого пространства магнетита сорбционными растворами. При более высоких концентрациях протекает процесс конденсации адсорбционных растворов исследуемых ПАВ в макропорах и на внешней поверхности частиц магнетита, что вызывает рост изотерм адсорбции.

При адсорбции ПАВ из циклогексана и гептана при определенной концентрации происходит пептизация системы. Под воздействием ПАВ идет разрушение агрегатов магнетита (эффект Ребиндера). В результате мельчайшие частицы магнетита не осаждаются магнитным полем и определение равновесной концентрации методом ИК-спектроскопии становится невозможным. С другой стороны, начало пептизации при данных концентрациях говорит о сильном взаимодействии между адсорбатом и адсорбентом.

Из рис. 1 и 2 видно, что порядок расположения изотерм адсорбции-десорбции кислот – олеиновая, линолевая, линоленовая из циклогексана изменяется на противоположный в гептане. Это связано с тем, что использованные растворители имеют различную сольватирующую способность по отношению к исследованным жирным кислотам и поверхности адсорбента, а сами кислоты – различную энергию межмолекулярного взаимодействия. С другой стороны, на адсорбцию на полярных поверхностях существенное влияние оказывает растворитель, в особенности, если адсорбатом является соединение, содержащее полярные группы, вследствие чего происходит конкуренция с растворителем за адсорбционные центры адсорбента [4].

Величина предельной адсорбции из циклогексана и характеристическая энергия возрастают в ряду ПАВ: линоленовая, линолевая, олеиновая кислота. Для линолевой и линоленовой кислот значения соответствующих параметров адсорбции в микропорах из разных растворителей достаточно близки, что связано с влиянием большего по сравнению с олеиновой кислотой количества двойных связей в молекуле.

Расчет величин десорбции аналогичен расчету адсорбции. Для получения величин избыточной десорбции использовали уравнение (1). За исходную концентрацию брали концентрацию ПАВ после добавления чистого растворителя, а равновесные концентрации определяли ИК- спектроскопическим методом.

Десорбция в подобных системах ранее не изучалась и поэтому интерпретация экспериментальных результатов затруднительна. Изотермы десорбции для всех систем имеют петлю гистерезиса. Характер кривых десорбции подобен десорбции газов на пористых поверхностях, где тип петли гистерезиса связывается с определенным типом пористой структуры. По данной классификации [5], характер петли гистерезиса указывает на наличие микропористости частиц.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы Президиума РАН «Разработка методов получения химических веществ и создание новых материалов»: подпрограмма «Создание новых конструкционных и функциональных материалов на базе нанотехнологий» и Грантом Президента РФ № МК-1850.2007.3.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Королев В.В., Рамазанова А.Г., Балмасова О.В. и др. // Коллоид. журн. 2004. Т. 66. № 6. С. 779.
2. Королев В.В., Завадский А.Е., Балмасова О.В. и др. // Доклады АН. 1998. Т. 361. № 3. С. 362.
3. Королев В.В., Рамазанова А.Г., Блинов А.В. // Известия АН. Сер. хим. 2002. № 11. С. 1888.
4. Бартницкий А.Е., Клименко Н.А., Кожанов В.А. // Коллоидный журнал. 1990. Т. 52. № 5. С. 948.
5. Карнаухова А.П. Адсорбция текстуры дисперсных и пористых материалов. Новосибирск: Наука, 1999. 276с.

## МАГНИТОТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА ВЫСОКОДИСПЕРСНЫХ МАГНЕТИКОВ

**Королев В.В., Арёфьев И.М.**

Институт химии растворов РАН

153045, г. Иваново, ул. Академическая, д.1

E-mail: [yvk@isc-ras.ru](mailto:yvk@isc-ras.ru)

Калориметрическим методом в интервале температур 298–338 К и в магнитных полях от 0 до 1.0 Тл были определены магнетокалорический эффект (МКЭ) и удельная теплоемкость никелевого порошка. Магнетокалорический эффект во всем диапазоне температур положителен и возрастает при увеличении магнитного поля. С ростом температуры МКЭ уменьшается. Зависимости удельной теплоемкости от величины магнитного поля имеют максимум в полях 0.3–0.4 Тл, причем при максимально-доступных значениях поля теплоемкость становится ниже теплоемкости в нулевом поле. С ростом температуры теплоемкость при всех полях увеличивается. На основании экспериментальных данных по МКЭ и теплоемкости никелевого порошка, используя соотношение Максвелла, было рассчитано изменение удельной намагниченности исследуемого образца.

Цель данной работы состояла в экспериментальном изучении магнетокалорического эффекта и теплоемкости никелевого порошка, полученного карбонильным способом (размер микрочастиц не более 20 мкм) в магнитных полях от 0 до 0.7 Тл и в температурном диапазоне 298–338 К. По экспериментальным данным МКЭ и теплоемкости на примере никелевого образца разработать методику расчета намагниченности высокодисперсных магнетиков.

Никель обладает кубической гранецентрированной кристаллической решеткой и, подобно двум другим элементам из триады железа (железо и кобальт), проявляет ферромагнетизм. Таким образом, по своим магнитным свойствам никель относится к ферромагнетикам – системам с открытыми электронными оболочками, вырожденные молекулярные орбитали которых заполнены частично [1]. Ферромагнетизм таких систем обусловлен положительным межэлектронным обменным взаимодействием, благодаря которому магнитные моменты атомов и ионов направлены одинаково, поэтому ферромагнетики всегда намагничены. Однако в отсутствие внешнего магнитного поля намагниченность макроскопических ферромагнитных образцов может не проявляться, поскольку маг-

нитные моменты малых областей ферромагнетиков – доменов – направлены различно и суммарный магнитный момент равен нулю. Во внешнем магнитном поле намагниченность ферромагнетиков увеличивается вследствие роста числа доменов с вектором намагниченности, близким к направлению поля, и последующего поворота магнитных моментов доменов по полю. При нагревании ферромагнитных материалов выше так называемой точки Кюри - температуры магнитного фазового перехода II рода - ферромагнетик становится парамагнетиком. Для никеля переход ферромагнетик – парамагнетик происходит при 631 К [2].

Магнетокалорический эффект – это изменение температуры магнитного вещества при адиабатическом изменении напряженности магнитного поля, в котором находится магнетик [1, 3]. В условиях адиабатичности магнетик не поглощает и не отдает тепла ( $\delta Q = 0$ ), при изменении же поля  $dH$  совершается работа.

Согласно первому началу термодинамики:

$$\delta Q = dU + \delta A_\mu, \quad (1)$$

где  $dU$  – изменение внутренней энергии магнетика;  $\delta A_\mu = MdH$  – работа, совершаемая при изменении магнитного поля;  $M$  – намагниченность.

При  $\delta Q = 0$  работа совершается лишь за счет изменения внутренней энергии, что приводит к изменению температуры магнетика.

В ферромагнетиках с ростом поля намагниченность увеличивается, т.е. растет число атомных магнитных моментов, параллельных полю, в результате чего их внутренняя энергия обменного взаимодействия уменьшается. Получающийся выигрыш в “магнитной” энергии, равный работе намагничивания, в условиях адиабатичности приводит к росту энергии теплового движения атомных магнитных моментов, т.е. к нагреванию тела. Наоборот, при адиабатическом уменьшении поля происходит разрушение упорядоченной ориентации моментов, что приводит к охлаждению магнетика.

При условии обратимости изменение количества тепла связано с изменением энтропии. Поэтому при условии адиабатичности  $dS = \delta Q/T = 0$  и пренебрежения изменением объема ( $dV = 0$ ) при намагничивании, т.е. магнитострикцией, имеем

$$dS = \frac{1}{T} \left( \frac{\partial U}{\partial T} \right)_{V,H} dT + \frac{1}{T} \left[ \left( \frac{\partial U}{\partial H} \right)_{T,V} + M \right] dH = 0 \quad (2)$$

и, следовательно,

$$dT = - \frac{\left[ \left( \frac{\partial U}{\partial H} \right)_{T,V} + M \right]}{\left( \frac{\partial U}{\partial T} \right)_{V,H}} dH \quad (3)$$

Из определения теплоемкости

$$C_{V,H} = (\partial U / \partial T)_{V,H} \quad (4)$$

и из условия полного дифференциала для  $dS$  находим вместо (3):

$$dT = - \frac{T}{C_{V,H}} \cdot \left( \frac{\partial M}{\partial T} \right)_{H,V} dH, \quad (5)$$

где  $dT$  – магнетокалорический эффект,  $C_{V,H}$  – теплоемкость при постоянном объеме и магнитном поле,  $(\partial M / \partial T)_{H,V}$  – производная намагниченности по температуре при постоянном объеме и магнитном поле,  $dH$  – изменение магнитного поля.

Из уравнения (5) видно, что знак магнетокалорического эффекта совпадает со знаком изменения магнитного поля, поскольку теплоемкость и температура всегда положительны, а производная намагниченности по температуре меньше нуля (исключение составляют антиферромагнетики, для которых производная больше нуля).

Экспериментальное измерение магнетокалорического эффекта и теплоемкости позволяет рассчитать производную намагниченности по температуре, используя формулу 5. Проинтегрировав 5 в пределах от 0 до  $T$  и от 0 до  $H$ , получаем:

$$\Delta T = - \frac{T}{C_{V,H}} \cdot \left( \frac{\partial M}{\partial T} \right)_{H,V} \cdot \Delta H \quad (6)$$

Выразим из соотношения 6 производную:

$$\left( \frac{\partial M}{\partial T} \right)_{H,V} = - \frac{C_{V,H} \cdot \Delta T}{T \cdot \Delta H} \quad (7)$$

Соотношение 7 позволяет рассчитать изменение удельной намагниченности при повышении температуры от  $T_1$  до  $T_2$ . Для того чтобы найти абсолютные значения удельной намагниченности в температурном интервале 298–338 К, можно воспользоваться литературными данными по удельной намагниченности магнетика при одной температуре. Так, например для никеля при 298 К удельная намагниченность в магнитном поле 0.7 Тл составляет 56.306 А·м<sup>2</sup>·кг<sup>-1</sup> [4].

Удельную намагниченность при других температурах можно найти, используя соотношение 8.

$$M(T) = M(298) - \int_{298}^T \frac{C_{V,H} \cdot \Delta T}{T \cdot \Delta H} dT \quad (8)$$

Исследование магнетокалорического эффекта и теплоемкости никелевого порошка проводили на автоматизированной калориметрической установке [5]. Измерительная микрокалориметрическая ячейка с изотермической оболочкой помещалась в межполюсной зазор (60 мм) электромагнита. Величина магнитного поля варьировалась в пределах от 0 до 1.0 Тл.

На рис. 1 и 2 представлены зависимости магнетокалорического эффекта от магнитного поля и температуры соответственно. Поскольку никель является ферромагнетиком, при наложении внешнего магнитного поля происходит уменьшение внутренней энергии обменного взаимодействия, что приводит к нагреванию образца, т.е. к увеличению его температуры. Из рис. 1 видно, что МКЭ положителен в температурном диапазоне 298–338 К и возрастает при увеличении магнитного поля, что связано с все большим упорядочением магнитных моментов доменов и выстраиванием их по направлению вектора напряженности магнитного поля. На рис. 2 представлены температурные зависимости МКЭ. С ростом температуры значения магнетокалорического эффекта уменьшаются при всех магнитных полях. Согласно формуле 5, магнетокалорический эффект пропорционален  $(\partial M / \partial T)_{H,V}$ . Таким образом, МКЭ уменьшается при увеличении температуры, что связано с уменьшением намагниченности образца за счет разупорядочения магнитных моментов вследствие увеличения энергии теплового движения.

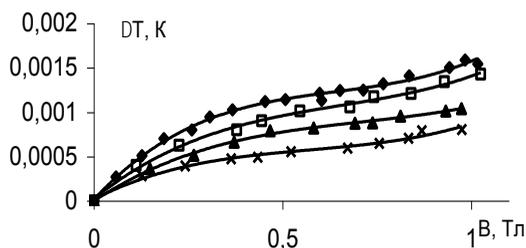


Рис. 1. Зависимость МКЭ водной суспензии никеля от величины индукции магнитного поля при температурах: 1 – 298 К; 2 – 308 К; 3 – 318 К; 4 – 338 К

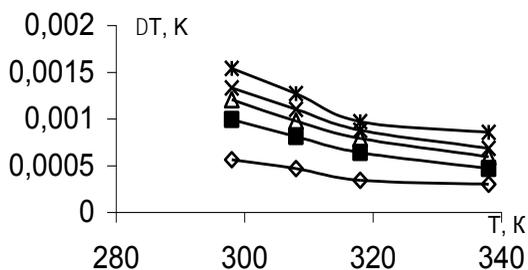


Рис. 2. Зависимость МКЭ водной суспензии никеля от температуры в магнитных полях: 1 – 0.15 Тл; 2 – 0.35 Тл; 3 – 0.55 Тл; 4 – 0.75 Тл; 5 – 0.95 Тл

На рис. 3 и 4 представлены полевые и температурные зависимости удельной теплоемкости никелевого порошка. Значения удельной теплоемкости частиц никеля, были вычислены из полученных нами экспериментальных данных по удельным теплоемкостям водных суспензий никеля из условия, что теплоемкость гетерогенной системы равна сумме теплоемкостей ее компонентов с учетом их концентрации в системе. Удельная теплоемкость воды определялась экспериментально и сравнивалась с литературными данными.

Теплоемкость магнитного материала представляет собой сумму решеточной, электронной и магнитной составляющих. При наложении внешнего магнитного поля решеточная и электронная теплоемкости остаются неизменными. Таким образом, изменение теплоемкости при намагничивании никелевого порошка связано с изменением магнитной составляющей теплоемкости. Из рис. 3 видно, что удельная теплоемкость увеличивается в небольших полях, достигая максимума при 0.3–0.4 Тл, а затем уменьшается. Отметим, что в максимально-возможных полях значения удельной теплоемкости становятся ниже значений теплоемкости в нулевом магнитном поле. Уменьшение удельной теплоемкости в полях 0.4 Тл и выше можно связать с уменьшением магнитной составляющей теплоемкости, которое происходит при упорядочении магнитных моментов доменных структур. На рис. 4 представлены температурные зависимости удельной теплоемкости при различных значениях магнитного поля. При всех магнитных полях теплоемкость никелевого порошка монотонно незначительно увеличивается с ростом температуры.

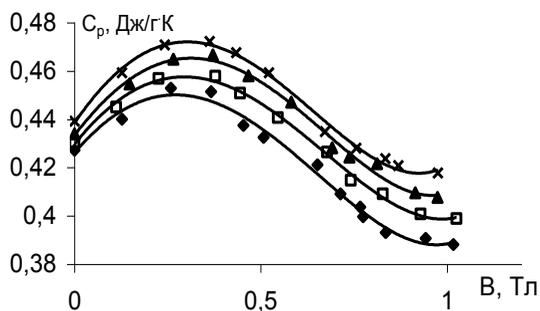


Рис. 3. Зависимость удельной теплоемкости никеля от величины индукции магнитного поля при температурах: 1 – 298 К; 2 – 308 К; 3 – 318 К; 4 – 338 К

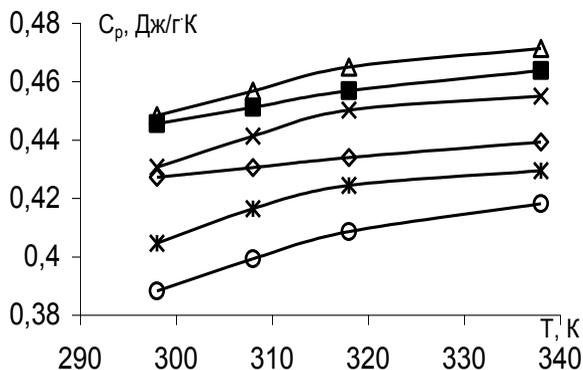


Рис. 4. Зависимость удельной теплоемкости никеля от температуры в магнитных полях: 1 – 0 Тл; 2 – 0.15 Тл; 3 – 0.35 Тл; 4 – 0.55 Тл; 5 – 0.75Тл; 6 – 0.95 Тл

В таблице представлены удельные намагниченности никеля, вычисленные по соотношению 8, и удельные намагниченности, взятые из литературы.

Таблица

Т, К	М, А·м <sup>2</sup> ·кг <sup>-1</sup> (расчет)	М, А·м <sup>2</sup> ·кг <sup>-1</sup> (лит. [4])
298		56.306
308	56.256	55.992
318	56.041	55.665
328	55,77	55,327
338	55,425	54.975

На рис.5 представлена зависимость удельной намагниченности никеля от температуры в сравнении с литературными данными.

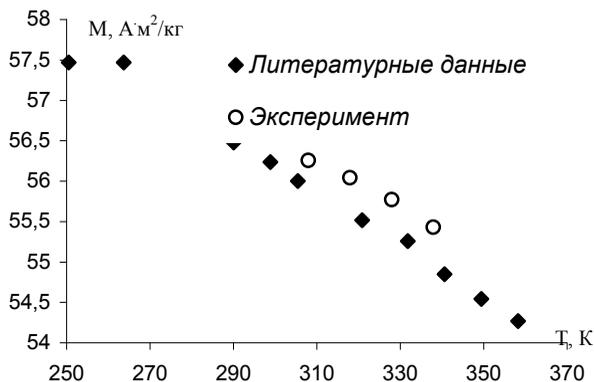


Рис. 5. Зависимость удельной намагниченности никеля от температуры в магнитном поле 0.6 Тл

Из таблицы и рис. 5 видно, что значения удельной намагниченности никеля, рассчитанные по соотношению 8, и литературные данные отличаются менее чем на 0,5%.

Таким образом, используя формулу 6, связывающую магнетокалорический эффект, теплоемкость и производную намагниченности по температуре, можно рассчитать изменение намагниченности с ростом температуры, зная температурные зависимости МКЭ и теплоемкости.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Вонсовский С.В. Магнетизм. – М.: изд-во “Наука”. – 1971. – 1032 с.
2. Химическая энциклопедия в 5 томах. М.: Научн. изд-во “Большая Российская энциклопедия”, 1992.
3. Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма. Магнитные свойства веществ. М.: Мир, 1983, 304 с.
4. Бодряков В.Ю., Башкатов А.Н. // Журнал технической физики. 2007. Т. 77. Вып. 3. С. 23 – 29.
5. Королев В.В., Романов А.С., Арефьев И.М. // Журнал физической химии. 2006. Т. 80. № 2. С. 380.

## ДИНАМИКА СТРУКТУРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В ТОНКОМ СЛОЕ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

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

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

**E-mail: [kvm@stv.runnet.ru](mailto:kvm@stv.runnet.ru)**



Кожевников Владимир Михайлович окончил Николаевский кораблестроительный институт. Защитил диссертацию на соискание учёной степени кандидата технических наук в 1986 году. Работает в СевКавГТУ с 1987 года. С 1997 года заведующий кафедрой ТОЭ СевКавГТУ. В 1999 году защитил диссертацию на соискание учёной степени доктора технических наук, в 2000 году присвоено учёное звание профессор. В настоящее время заведующий кафедры ТОЭ, д.т.н., профессор в СевКавГТУ. Автор более 150 научных работ. Область научных интересов – магнитные жидкости.



Чуенкова Ирина Юрьевна окончила Ставропольский политехнический институт в 1975 году. С 1980 по 1988 год работала младшим научным сотрудником в педагогическом институте. С 1988 по настоящее время работает в Сев-КавГТУ, сначала в должности ассистента, а с 1994 года должности доцента кафедры ТОЭ. В 1990 году защитила кандидатскую диссертацию на соискания ученой степени кандидата технических наук по теме: "Разработка и применение эмульсий магнитных жидкостей". Имеет 65 научных публикаций, в том числе 10 статей, 3 авторских свидетельства на изобретение.



Данилов Максим Иванович окончил Сев-КавГТУ в 2003 году. В 2006 году защитил кандидатскую диссертацию на соискания ученой степени кандидата физико-математических наук по теме: "Самоорганизация слоя магнитодиэлектрического коллоида в электрическом поле". Имеет 28 научных публикаций, в том числе 9 статей в рецензируемых журналах.



Ястребов Сергей Сергеевич окончил Сев-КавГТУ в 2005 году. Занимается изучением магнитных жидкостей с 2003 года. С 2005 года аспирант. Автор 25 научных публикаций, в том числе 8 статей. Область научных интересов – магнитные жидкости.

Данная работа является продолжением экспериментальных исследований [1, 2] процессов образования динамических структур в слое магнитной жидкости толщиной 25 мкм при совместном воздействии постоянного и переменного электрических полей.

Несмотря на обширные исследования влияния электрического поля на процессы фазового разделения дисперсных систем [3–5], вопрос поведения систем с частицами нанометровых размеров требует дальнейшего развития. Экспериментальная установка и используемая магнитная жидкость аналогичны описанным в [6].

Проведенные исследования показали, что воздействие протекающего через ячейку постоянного тока, задаваемого от источника с внутренним сопротивлением 1.5 МОм (источник тока), приводит к возникновению автоколебаний напряжения на электродах ячейки. Автоколебания возникают при постоянном напряжении  $U_{II} = 9$  В (рис. 1,а). Под постоянным напряжением при автоколебаниях понимается постоянная составляющая напряжения на ячейке. Увеличение постоянного напряжения приводит к изменению формы автоколебаний (рис. 1,б,в), их частоты и амплитуды (рис. 2).

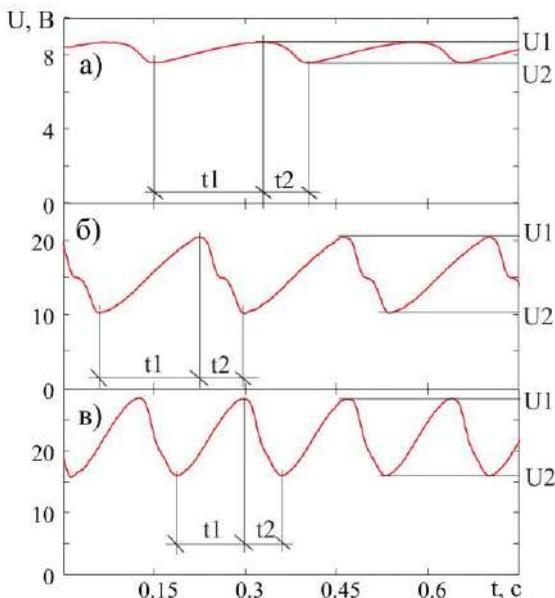


Рис. 1. Автоколебания напряжения на электродах ячейки, заполненной слоем магнитной жидкости: а) –  $U=9$  В,  $j=0.021$  А/м<sup>2</sup>; б) –  $U=15$  В,  $j=0.05$  А/м<sup>2</sup>; в) –  $U=23$  В,  $j=0.08$  А/м<sup>2</sup>.

даются до  $U_{II} = 27$  В, после чего они становятся неустойчивыми и резко исчезают. Возобновление автоколебаний происходит при уменьшении напряжения до  $U_{II} = 14$  В.

Оптические наблюдения слоя коллоида в проходящем свете показали, что при наличии напряжения на ячейке в нем формируются структурные образования, представляющие собой области повышенной концентрации частиц магнетита (рис. 2) При постоянном напряже-

нии  $U_{II} \leq 6$  В слой остается макроскопически однородным. Далее в диапазоне 6–9 В наблюдается ячеистая структура (рис. 2,а), при этом средний размер ячеек увеличивается от 25 до 80 мкм. Возникновение автоколебаний напряжения сопровождается изменением характера структурных образований, происходит переход от ячеистой структуры к лабиринтной (рис. 2,б,в), которая сохраняется до  $U_{II} = 27$  В (рис. 2,г), при этом размер лабиринтной структуры увеличивается от 500 до 2000 мкм. Переход от ячеистой структуры к лабиринтной является плавным, т.е. в определенном диапазоне постоянных напряжений 4–5 В существуют оба вида структур. При напряжении  $U_{II} \geq 27$  В одновременно с прекращением автоколебаний напряжения лабиринтная структура становится неустойчивой и переходит в «движущуюся» структуру, представляющую собой области повышенной концентрации частиц твердой фазы, которые перемещаются в горизонтальной плоскости слоя коллоида. Размер, форма и скорость движения этих областей зависит от постоянного напряжения на ячейке. Переход от лабиринтной структуры к движущейся – пороговый. При уменьшении постоянного напряжения движущаяся структура сохраняется до  $U_{II} = 14$  В, затем

происходит возобновление автоколебаний напряжения на ячейке и восстановление лабиринтной структуры.

Наблюдения в отраженном свете показали, что при увеличении постоянного напряжения в диапазоне  $U_{II} = 0–9$  В изменяется спектр отраженного поверхностью слоя коллоида света от зеленого до малинового. При возникновении автоколебаний спектр отраженного света также периодически

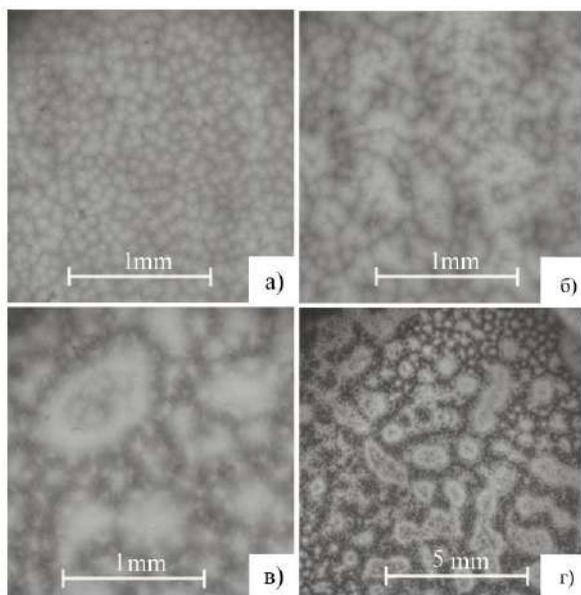


Рис. 2. Структурные образования в слое магнитной жидкости при воздействии заданного тока и постоянном напряжении на электродах ячейки: а) –  $U_{II} = 9$  В, б) –  $U_{II} = 12$  В, в) –  $U_{II} = 17$  В, г) –  $U_{II} = 22$  В

ски изменяется синхронно с изменением напряжения на электродах ячейки. В диапазоне  $U_{II} = 9-27$  В в отраженном свете наблюдается та же лабиринтная структура, что и в проходящем свете, в отличие от ячеистой, которая в отраженном свете не наблюдается. При напряжении  $U_{II} \geq 27$  В одновременно с прекращением автоколебаний происходит возникновение спиральных волн с периодом  $\sim 0.3$  с (рис. 3,а) и прекращение периодического изменения спектра отраженного света. Спиральные волны сохраняются при уменьшении постоянного напряжения (рис. 3,б) до  $U_{II} = 14$  В и возобновления автоколебаний.

Воздействие постоянного напряжения от источника с малым внутренним сопротивлением 100 Ом (источник ЭДС) не приводит к появлению автоколебаний тока через ячейку.

В ходе дальнейших исследований на электроды ячейки подавалось постоянное и переменное синусоидальное напряжение от источников ЭДС,

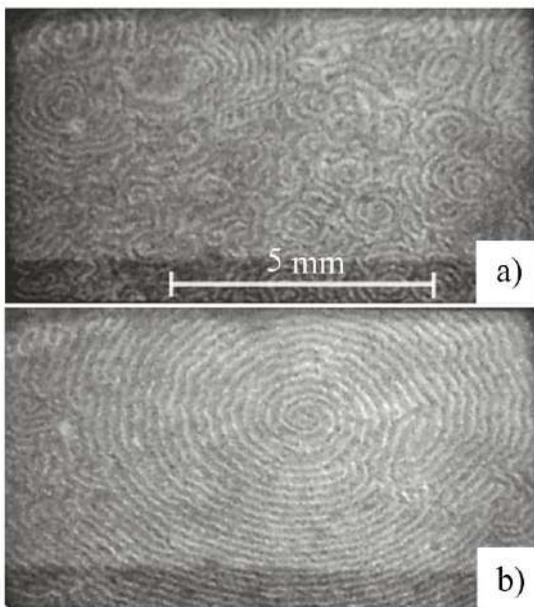


Рис. 3. Спиральные волны: а) –  $U_p=27$  В, б) –  $U_p=18$  В. На рисунке малиновому цвету соответствует темные области, а зеленому – светлые

что позволило воспроизвести амплитуду и частоту напряжения на электродах ячейки в автоколебательном режиме и определить диэлектрическую проницаемость и проводимость слоя коллоида в линейном режиме – когда переменная составляющая тока через ячейку имеет форму близкую к синусоидальной (амплитуда высших гармоник составляют не более 10%) [6].

Исследования переменного тока через ячейку показали, что его форма и величина изменяются при воздействии постоян-

ного напряжения. При отсутствии постоянного напряжения и  $U_m = 4$  В форма переменного тока близка к синусоидальной и ток опережает по фазе напряжение на ячейке. Увеличение постоянного напряжения  $U_{II} > 8$  В при-

водит к тому, что переменный ток становится несинусоидальным – ячейка переходит в нелинейный режим, а при  $U_{II} > 22$  В ток снова становится синусоидальным и отстает по фазе относительно переменного напряжения на ячейке.

По измерениям тока через ячейку в линейном режиме была определена комплексная диэлектрическая проницаемость слоя коллоида [7]:

$$\varepsilon^* = \varepsilon' - i\sigma_\omega / \omega = -iI^* d / U^* \omega S. \quad (1)$$

Действительная часть относительной диэлектрической проницаемости определялась по формуле:

$$\varepsilon' = \operatorname{Re}(-iI^* d / U^* \omega S \varepsilon_0), \quad (2)$$

где  $U^*$  – комплексное напряжение первой гармоники на ячейке,  $I^*$  – комплекс первой гармоники переменной составляющей тока через ячейку,  $S$  – площадь электродов ( $S = 12 \text{ см}^2$ ),  $d$  – расстояние между электродами ( $d = 20 \text{ мкм}$ ),  $\omega = 2\pi f$ ,  $\sigma_\omega$  – проводимость слоя коллоида на частоте  $\omega$ .

Выявлено, что воздействие постоянного напряжения приводит к появлению отрицательной действительной части относительной диэлектрической проницаемости (рис. 4 кривая 1). Переход от положительного значения  $\varepsilon'$  к отрицательному происходит в диапазоне

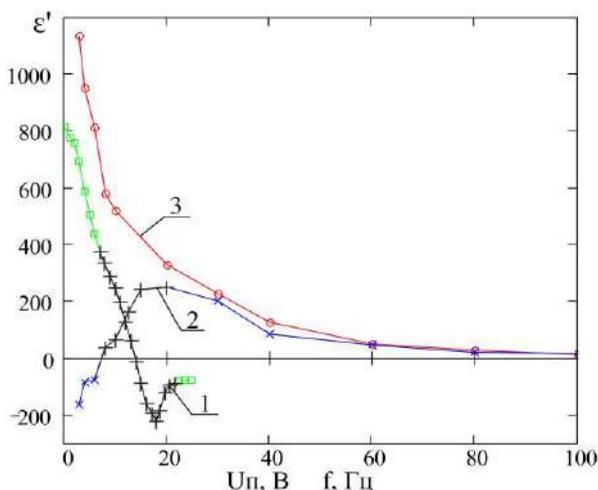


Рис. 4. Зависимости действительной части диэлектрической проницаемости слоя коллоида при переменном напряжении  $U_m = 4$  В: 1 – от постоянного напряжения на ячейке ( $f = 6$  Гц); 2, 3 – от частоты при  $U_p = 25$  В и  $U_p = 0$  В, соответственно.

$U_{II} = 7-23$  В, в котором ячейка находится в нелинейном режиме. Линейный режим, в котором наблюдается отрицательная  $\varepsilon'$ , появляется в частотном диапазоне 3–8 Гц при постоянном напряжении выше определенного значения, которое пропорционально амплитуде и частоте переменного напряжения. Кроме того, было обнаружено, что удель-

ная проводимость слоя коллоида зависит от постоянного напряжения, а также от частоты переменного напряжения на ячейке.

Таким образом, проведенные исследования позволили обнаружить автоколебания напряжения на ячейке, заполненной тонким слоем магнитной жидкости, при протекании через нее постоянного тока, задаваемого источником тока, а так же появление эффекта отставания по фазе переменного тока относительно переменного напряжения на электродах ячейки, при постоянном напряжении больше 22 В, что привело к появлению отрицательной действительной части диэлектрической проницаемости тонкого слоя магнитной жидкости.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Kozhevnikov V.M., Larionov Yu.A., Chuenkova I.Yu., Danilov M.I., *Magneto hydrodynamics* 41, 53 (2005)
2. Кожевников В.М., Чуенкова И.Ю., Данилов М.И., Ястребов С.С., *ЖТФ*, Т.76, Вып.7, 2006, С.129–131
3. R.C.Hayward, D.A. Saville, and I.A. Aksay, *Nature* 404, 56 (2000)
4. M. Trau, S. Sankaran, D.A. Saville, and I.A. Aksay, *Nature* 374, 437 (1995)
5. Чеканов В.В., Кандаурова Н.В., Бондаренко Е.А. Синхронизация автоволновых процессов в магнитной жидкости // Сборник научных трудов 10–ой Международной конференции по магнитным жидкостям. – Иваново.: Изд–во ИГЭУ, 2002. – С. 103–107.
6. Кожевников В.М., Чуенкова И.Ю., Данилов М.И., Ястребов С.С., *ЖТФ*, Т.78, Вып.2, 2008, С.51–57
7. Духин С.С., Шилов В.Н. Диэлектрические явления и двойной слой в полиэлектролитах и дисперсных системах, *Наукова Думка*, Киев (1972), 205 с.

## **РАВНОВЕСИЕ И УСТОЙЧИВОСТЬ КАПЛИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ НА ПЛАСТИНЕ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

**Налетова В.А., Рекс А.Г., Савчук Е.Л.,  
Тайнова А.А., Цвирко М.И.**

Белорусский национальный технический университет  
БЕЛАРУСЬ, 220013 г. Минск, проспект Независимости 65,  
Факс: (375) 17-331 00 52, E-mail: agreks@tut.by

Налетова Вера Арсеньевна – д.ф.-м.н., профессор кафедры гидромеханики механико-математического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова. Имеет более 170 публикаций. Научно-исследовательская работа в области гидродинамики магнитных жидкостей неоднократно поддерживалась грантами РФФИ.

Рекс Александр Георгиевич – д.ф.-м.н., доцент кафедры ЮНЕСКО «Энергосбережение и возобновляемые источники энергии» Белорусского национального технического университета, заведующий НИЛ «Термомеханика магнитных жидкостей». Имеет более 130 научных публикаций. Область научных интересов – гидродинамические и тепловые процессы в магнитных жидкостях.

Савчук Евгений Леонидович – студент 4-го курса кафедры ЮНЕСКО «Энергосбережение и возобновляемые источники энергии» Белорусского национального технического университета. Участвует в выполнении исследований в области гидродинамики свободной поверхности магнитной жидкости. Является соавтором 2-х научных публикаций.

Тайнова Антонина Андреевна – студентка 3-го курса кафедры ЮНЕСКО «Энергосбережение и возобновляемые источники энергии» Белорусского национального технического университета. Область научных интересов – энергосберегающие технологии и гидродинамика капель магнитной жидкости.

Цвирко Мария Иосифовна – студентка 3-го курса кафедры ЮНЕСКО «Энергосбережение и возобновляемые источники энергии» Белорусского национального технического университета. Область научных интересов – энергосберегающие технологии и гидродинамика капель магнитной жидкости.

Капля магнитной жидкости в магнитном поле является одним из интереснейших объектов для исследований благодаря богатому разнообразию приобретаемых форм поверхности при контакте с твердыми поверхностями. Однако большинство исследований проведено в магнитных полях, направленных поперечно к твердой ограничивающей поверхности. Данная работа посвящена исследованию формы и устойчивости капли магнитной жидкости, контактирующей с горизонтальной плоской твердой поверхностью в магнитных полях с тангенциальной к поверхности компонентой напряженности.

### 1. Форма капли магнитной жидкости на горизонтальной пластине

Хорошо известен факт удлинения свободной капли магнитной жидкости вдоль однородного магнитного поля [1], обусловленный действием магнитного скачка давления на участках поверхности капли, нормальных к направлению поля. Лежащая на горизонтальной пластине капля в вертикальном поле стремится увеличить свою длину вдоль поля в поперечном к пластине направлении [2].

В горизонтальном однородном магнитном поле лежащая на плоской горизонтальной поверхности капля магнитной жидкости также изменяет свой размер вдоль направления поля. В отсутствие поля линия контакта капли с пластиной имеет форму окружности диаметром  $D$ . При включении поля капля увеличивает свою длину  $2a$  вдоль пластины в горизонтальном направлении. Осевая симметрия ее формы при этом нарушается. В горизонтальных сечениях форма капли близка к эллиптической. Это хорошо видно на рис. 1,а, где приведены фотографии трех проекций лежащей капли.

С увеличением длины капли уменьшается ее высота. Ширина ее изменяется слабо, и увеличение длины происходит в основном за счет изменения кривизны и переформирования свободной поверхности.

Степень удлинения капли в поле зависит от ее объема, и она выше у капель большего объема. Обезразмериванием данных устраняется это влияние, и зависимость безразмерной длины капель магнитной жидкости на водной основе МВ-22 на тефлоновой пластине от параметра  $S = \mu_0 M^2 D / \sigma$  приведена на рис. 1 ( $M$  и  $\sigma$  – соответственно намагниченность и коэффициент поверхностного натяжения магнитной жидкости; намагниченность насыщения – 22 кА/м). Приведенная зависимость близка к зависимости для свободной капли.

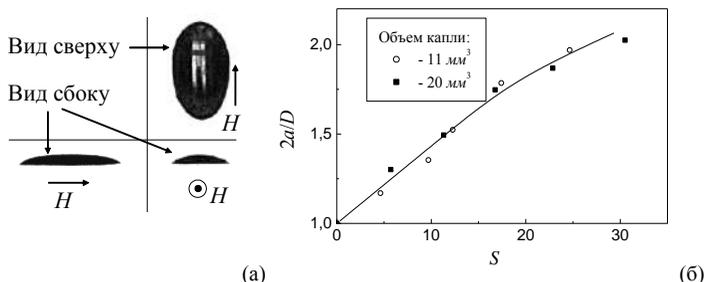


Рис. 1. Форма капли магнитной жидкости на пластине в горизонтальном магнитном поле (а) и зависимость безразмерной длины капли от параметра  $S$  (б)

В рассматриваемом случае угол смачивания равен  $69^\circ$ . В случае хорошего смачивания магнитной жидкостью поверхности пластины

капля растекается тонкой пленкой, и описанное изменение формы капли не происходит из-за отсутствия участков поверхности капли с нормальной компонентой намагниченности.

## 2. Отрыв капель магнитной жидкости от пластины в горизонтальном магнитном поле

Существует два механизма влияния магнитного поля на условия отрыва капель магнитной жидкости от твердых поверхностей. С одной стороны, магнитный скачок давления на поверхности капли в однородном магнитном поле деформирует ее вдоль направления поля и тем самым изменяет поверхность контакта с твердой поверхностью. С другой стороны, в неоднородных полях объемная магнитная сила может противодействовать гравитационной силе и также деформировать каплю. Следствием действия описанных механизмов является то, что для подвешенных магнитожидкостных капель в магнитном поле критический объем отрыва  $V_{кр}$  зависит от направления и величины поля, а также от степени его неоднородности.

В горизонтальном поле капля жидкости увеличивает свою длину вдоль поверхности пластины, и поверхность ее контакта с пластиной увеличивается. Это приводит к ухудшению условий отрыва, и критический объем капель растет (рис. 2). Однако рост объема оторвавшихся капель наблюдается лишь в некотором диапазоне полей (в экспериментах до  $12 \text{ кА/м}$ ). В этом диапазоне полей отрыв капли происходит непосредственно от твердой смоченной поверхности. В более сильных полях отрывается не вся капля, а лишь ее нижняя центральная часть и объем отрыва капель уменьшается (рис. 2).

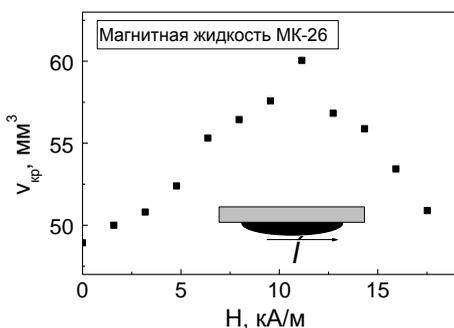


Рис. 2. Влияние напряженности горизонтального магнитного поля на объем отрыва капель от горизонтальной пластины

В неоднородном магнитном поле с градиентом напряженности магнитного поля  $gradH$  на каплю помимо силы тяжести дополнительно действует объемная магнитная сила  $\mu_0 M gradH$ . В рамках гравитационной аналогии величина результирующей силы на единицу объема капли магнитной жидкости зависит от направления градиента поля и опреде-

ляется выражением  $\vec{f} = (\rho\vec{g} + \mu_0 M \text{grad}H)$ . Если градиент поля направлен вверх противоположно силе тяжести, то магнитная сила нейтрализует силу тяжести, прижимает висющую каплю к твердой поверхности и препятствует ее отрыву. В результате критический объем капли увеличивается. В случае одинакового направления силы тяжести и градиента поля результирующая сила растет и критический объем уменьшается.

Критический объем оторвавшейся капли растет с увеличением градиента магнитного поля, направленного противоположно силе тяжести. Обобщенная зависимость представлена на рис. 3 (кривые 1 и 2) для магнитных жидкостей с намагниченностями насыщения 26, 27 и 35 кА/м. Здесь критический объем  $V_{\text{кр}}$  обезразмерен по кубу капиллярного радиуса. При одинаковом направлении градиента и силы тяжести

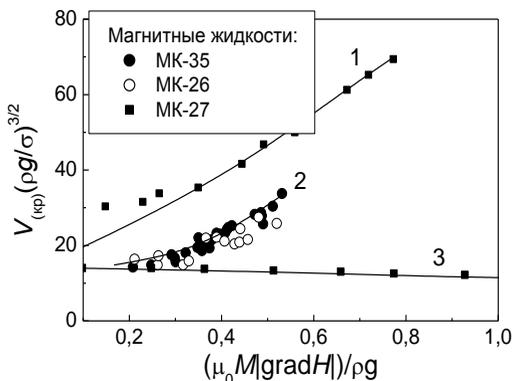


Рис. 3. Обобщенные зависимости влияния неоднородного магнитного поля на безразмерный объем отрыва капли пластины. (1 и 3 - горизонтальное поле, 2 - вертикальное поле)

наблюдается уменьшение объема отрыва (кривая 3).

Исследования показали, что в неоднородном поле два механизма влияния поля на критический объем капли имеют противоположное действие. С одной стороны, в неоднородном поле направленная вертикально вверх объемная магнитная сила стремится увеличить критический объем. С другой стороны, если поле вертикально (рис. 3, кривая 2), то магнитный

скачок давления, связанный с постоянной составляющей магнитного поля и намагниченностью жидкости, уменьшает критический объем, т.к. уменьшается площадь контакта капли с поверхностью пластины. Например, в слабонеоднородных магнитных полях наблюдается не увеличение критического объема, а даже его уменьшение, обусловленное постоянной составляющей поля. Если же неоднородное

поле горизонтально и касательно к пластине, то увеличение объема отрыва более значительное (рис. 3, кривая 1).

### 3. Устойчивость капли магнитной жидкости в щели в неоднородном магнитном поле

Геометрия задачи приведена на рис. 4. Капля магнитной жидкости находится в поле силы тяжести и помещена между двумя горизонтальными пластинами, смоченными магнитной жидкостью. Источник вертикально неоднородного магнитного поля расположен сверху над пластинами. Оценка действующих на каплю сил показала, что капиллярными силами можно пренебречь. В результате капля находится под конкурирующим действием силы тяжести, направленной вниз и объемной магнитной силы, действующей вверх. Поскольку обе силы направлены противоположно друг другу, то они стремятся разорвать каплю на две части. В работе изучена устойчивость такой капли.

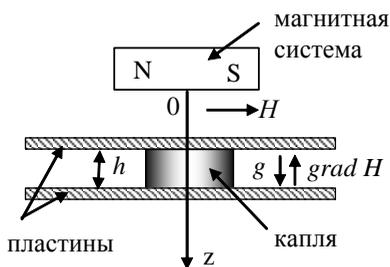


Рис. 4. Геометрия задачи

Капля на две части. В работе изучена устойчивость такой капли.

Источник поля выбран так, чтобы в области расположения капли имелась горизонтальная составляющая поля (направленная вдоль пластин). Именно при данной конфигурации поля реализуется разрыв капли на две части. Если же неоднородное поле имеет вертикальное направление, то капля с увеличением поля стремится увеличить свою длину вдоль направления поля и устойчива к разрыву.

Использована магнитная жидкость на основе воды с намагниченностью насыщения  $11 \text{ кА/м}$  и плотностью  $1153 \text{ кг/м}^3$ .

Экспериментально установлены кривые устойчивости капель магнитной жидкости в зазоре между пластинами в неоднородном магнитном поле. Эти кривые приведены на рис. 5 и представляют собой зависимости критической высоты капли  $h^*$  от соотношения объемной магнитной силы и силы тяжести  $\mu_0 M \text{grad} H / \rho g$ . Критическая высота капли — это максимальная высота капли между пластинами, сохраняющей свою целостность при данном значении градиента поля.

Зависимости имеют немонотонный характер. Область графика ниже кривой устойчивости соответствует устойчивой капле, верхняя область — неустойчивости. Для каждого объема капли существует не-

которое значение градиента поля, при котором критическая высота капли  $h^*$  максимальна. При этом значении градиента поля характерно образование и развитие шейки разрыва в области середины высоты капли (на рис. 5 вид капли (а)). Капля разрывается с образованием двух меньшего размера на верхней и нижней пластинах.

Участку кривой устойчивости (b) соответствует преобладание силы тяжести по сравнению с объемной магнитной силой. Шейка разрыва формируется в верхней части капли. В результате разрыва большая часть капли остается на нижней пластине. Чем меньше величина градиента поля, тем выше образуется шейка, и часть разорванной капли на нижней пластине увеличивается. Минимальному градиенту поля соответствует растекание капли на нижней пластине.

Для области кривой устойчивости, которая находится правее максимума (участок кривой (c)) характерно образование шейки разрыва в нижней части капли, и соответственно большая часть разорванной капли, остающаяся на верхней пластине. При больших значениях градиента поля вся капля перетекает на эту пластину и разрыв не наблюдается.

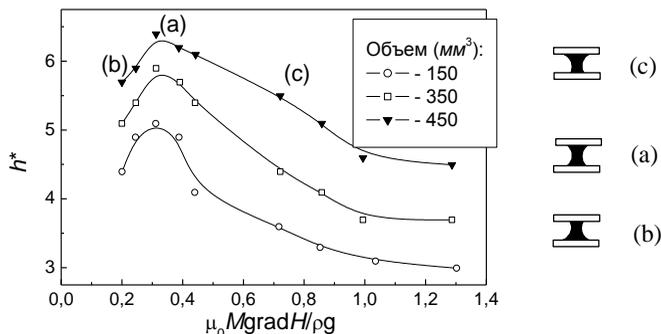


Рис. 5. Кривые устойчивости капли магнитной жидкости в горизонтальной плоской щели в неоднородном магнитном поле

Работа выполнена при поддержке Фонда фундаментальных исследований Республики Беларусь.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Баштовой, В.Г. Введение в термомеханику магнитных жидкостей /В.Г. Баштовой, Б.М. Берковский, А.Н. Вислович. – М.: ИВТАН СССР, 1985. – 188 с.
2. Баштовой, В.Г. Полуограниченная капля магнитной жидкости в однородном магнитном поле /В.Г. Баштовой, С.Г. Погирницкая, А.Г. Рекс //Магнитная гидродинамика. – 1990. – №2. – С.20-26.

**ПРИМЕНЕНИЕ  
НАНОДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ  
В МЕДИЦИНЕ, БИОЛОГИИ  
И ЭКОЛОГИИ**

## ОБЪЕМНАЯ ОЧИСТКА ВОДЫ ОТ НЕФТЕПРОДУКТОВ

**Морозов Н.А., Страдомский Ю.И.**

Ивановский государственный энергетический университет  
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34. Факс: (4932) 385785;

E-mail: [office@politech.ivanovo.ru](mailto:office@politech.ivanovo.ru)



Морозов Николай Александрович, к.т.н., доцент кафедры «Электромеханика» ИГЭУ. Работает в ИГЭУ с декабря 1966 года. Имеет более 50 научных публикаций, в том числе 4 авторских свидетельства на изобретения. Область научных интересов - магнитожидкостные электромеханические устройства. Читает курс лекций «Магнитожидкостные электромеханические устройства». Научно-исследовательская работа поощрялась грантами Минобразования РФ.



Страдомский Юрий Иосифович, к.т.н., профессор кафедры «Электромеханика» ИГЭУ. Работает в ИГЭУ с 1965 года. Автор 130 научных публикаций, в том числе 38 статей, 15 авторских свидетельств, 4 статьи в иностранных журналах. С 1980 по 1989 годы работал в ПНИЛ ФГД в качестве заместителя научного руководителя, с 1980 по 1987 году был заведующим ПНИЛ ФГД. Читает ряд курсов по специализации «Магнитожидкостные электромеханические устройства». Научно-исследовательская работа поощрялась грантами Минобразования РФ.

В воде нефтепродукты (НП) могут находиться не только на поверхности, но и в объеме. Это может быть в случае интенсивного перемешивания водной среды при ее перекачке насосами, быстром течении воды в отстойниках, когда микрокапельные агрегаты НП не успевают подняться на поверхность. Всплывший на поверхность воды НП не всегда может быть собран полностью различными методами поверхностной очистки и при большой его толщине образуются капли тяжелых фракций НП, которые тонут на дно и постепенно вымываются протекающей водой.

Существующие способы объемной очистки воды от НП основаны на фильтрации воды через мелкодисперсные и волокнистые материалы. Основным недостатком тонкой фильтрации является трудность удаления НП из использованного для очистки воды наполнителя. Это осуществляется промывкой наполнителя обратным током воды. Через некоторое время потребуется полное обновление наполнителя, что связано со значительными материальными затратами. Поиск новых способов объемной очистки воды от НП всегда актуален.

В докладе изложены результаты исследования возможности очистки воды от НП при ее фильтрации через наполнитель из ферромагнитной стружки. Экспериментальная установка (рис. 1) содержала электромагнит ФЛ-1 (поз.1) с полюсными наконечниками (поз. 2), между которыми создавалось магнитное поле. В зазор  $\delta$  помещали контейнер (поз. 3), представлявший из себя герметичный полый параллелепипед с внешними размерами 300x130x65 мм. Стенки контейнера размера 300x130 мм, соприкасающиеся с полюсами электромагнита, были выполнены из ферромагнитного материала, а остальные

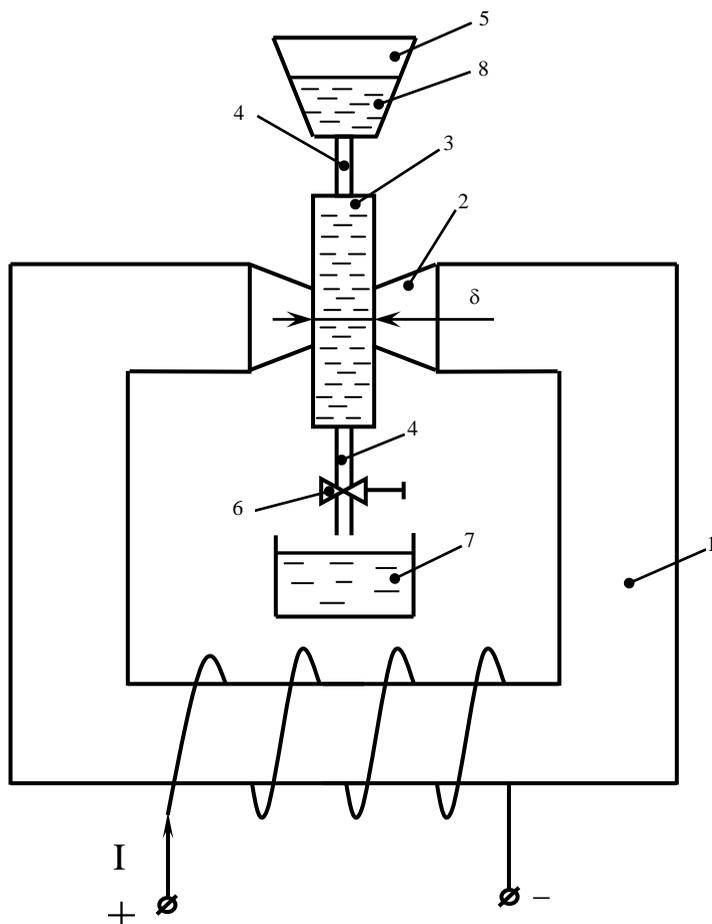


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки

грани параллелепипеда – из оргстекла. Контейнер заполнялся мелкой стружкой из ферромагнитного материала, являющейся отходами машиностроительного производства. С помощью трубки (поз. 4) контейнер в верхней части соединялся со сливной емкостью (поз. 5), а в нижней – через регулируемый зажим (поз. 6) с приемной емкостью (поз. 7). В сливную емкость заливался определенный объем воды (поз. 8), около 5–7 литров. В воду добавлялось некоторое количество НП, в виде отстоя использованной при механической обработке смазочно-охлаждающей жидкости (СОЖ). Полученная смесь размешивалась и использовалась для имитации промышленных стоков. Скорость протекания стоков через контейнер (поз. 3) в приемную емкость (поз. 7) регулировалась зажимом (поз. 6).

Плотность заполнения контейнера ферромагнитным наполнителем контролировалась по коэффициенту объемного заполнения, определяемого как отношение объема наполнителя к внутреннему объему контейнера. Объем наполнителя рассчитывался по измеренной массе и известной плотности. Коэффициент заполнения контейнера ферромагнитным наполнителем составлял 0,205.

Площадь поверхности стружечного наполнителя  $S_{ст}$  при известном объеме стружки  $V_{ст}$  можно оценить по формуле

$$S_{ст} = 2 V_{ст} (1/h + 1/b),$$

где  $h$  – толщина стружки (0,5 мм);  $b$  – ширина стружки (5 мм). При объеме  $V_{ст} = 0,274 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$  она составила  $S_{ст} = 1,2 \text{ м}^2$ .

Магнитные свойства контейнера с наполнителем оценивались по относительной магнитной проницаемости, которая находилась как отношение магнитного потока в среднем сечении контейнера с наполнителем к магнитному потоку в том же сечении без наполнителя. Она составила величину 3,8.

При проведении опытов в контейнер заливалась магнитная жидкость на керосине с намагниченностью насыщения 11 кА/м объемом 150 мл. Это количество составляло около 0,1 части свободного пространства контейнера и могло создавать на поверхности стружки адсорбционный слой магнитной жидкости в среднем примерно 0,12 мм. Контейнер устанавливался между полюсами магнитной системы в положение, при котором вода протекала через него в горизонтальном направлении. Патрубки входа и выхода контейнера располагались в центре вертикально расположенных торцов. Это позволяет использовать верхнюю часть контейнера для накопления в нем НП, которые поднимаются под действием архимедовых сил.

Среднее значение магнитной индукции внутри контейнера устанавливалось примерно 0,5–0,6 Тл. Через контейнер проливалась

смесь воды и СОЖ. На 5 литров воды приходилось 150 мл СОЖ, что составляло концентрацию НП в воде 30 мл/л. Скорость протекания водной смеси через контейнер была равна 1 л/мин, что соответствует средней линейной скорости смеси внутри контейнера 0,0031 м/с без учета наличия стружки.

Результаты исследований показали, что при неоднократных проливах с наличием магнитного поля на выходе из контейнера вследствие объемной очистки вода получается визуально чистая. Объем удерживаемого в контейнере НП достигал 0,8 от свободного объема контейнера. При аналогичном проливе, но без магнитного поля, эффекта объемной очистки не наблюдается.

После прекращения подачи водной смеси на вход контейнера на выходе из него после окончания вытекания воды через некоторое время наблюдалось вытекание небольшого количества НП, не обладающего намагниченностью. Это обусловлено прекращением действия архимедовых сил на НП внутри контейнера. Если вслед за этим отключить магнитное поле, то наблюдается вытекание из контейнера значительной части НП, но уже с наличием магнитных свойств. Это свидетельствует о влиянии магнитного поля на удержание омагниченного НП внутри контейнера.

Таким образом, применение магнитного наполнителя в сочетании с магнитной жидкостью и внешним магнитным полем позволяет осуществить объемную очистку воды от нефтепродуктов.

## РЕОЛОГИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОРАЗМЕРНОГО БИОМАГНЕТИКА ФЕРРОАРАБИНОГАЛАКТАНА

**Александрова Г.П., Грищенко Л.А., Медведева С.А.**  
Иркутский институт химии им. А.Е. Фаворского СО РАН,  
664033, Иркутск, Фаворского, 1. E-mail: [alexa@irioch.irk.ru](mailto:alexa@irioch.irk.ru)



Александрова Галина Петровна окончила химический факультет Иркутского государственного университета. В 1994 году защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата химических наук. Имеет более 150 научных публикаций. В настоящее время старший научный сотрудник лаборатории природных синтонов и лигандов Иркутского института химии СО РАН им. А.Е. Фаворского. Область научных интересов – химия древесины, химия нанообъектов, нанобиокомпозиты, в том числе магнитоактивные. Работы по созданию и изучению магнитоактивных гибридных нанокompозитов выполнены при финансовой поддержке гранта РФФИ 07-03-01009-а, интеграционных проектов СО РАН 4.13 и РАН 12.10



Медведева Светлана Алексеевна окончила химический факультет Иркутского государственного университета. В 1996 году защитила диссертацию на соискание ученой степени доктора химических наук. Имеет более 200 научных публикаций. В настоящее время профессор Иркутского государственного технического университета. Область научных интересов – химия природных соединений, химия древесины, химия нанообъектов, нанобиокомпозиты. Работы по созданию органо-неорганических гибридных нанокompозитов выполнены при финансовой поддержке интеграционных проектов СО РАН 4.13 и РАН 12.10.

Низкоразмерные магнитные жидкости в последнее время привлекают повышенное внимание своими специфическими свойствами и наличием размерных эффектов. При разработке методов синтеза новых гибридных металлополимеров на основе принципов их самоорганизации нами получен новый тип магнитной жидкости, представляющий собой раствор железосодержащего нанобиокомпозита ферроарабиногалактана в воде [1–3]. В этом композите роль органической фазы выполняет стабилизирующая полимерная матрица – природный полисахарид арабиногалактан, а в качестве металлосодержащего ядра выступают нанодисперсные магнетитовые структуры [2]. Для нанокompозитов с прогнозируемой биологической активностью чрезвычайно важной является характеристика их поведения в растворах [4]. Реологические свойства биомагнетика ферроарабиногалактана можно оце-

нить при исследовании вязкости его растворов в универсальном растворителе – воде. Среди них особенно значимы молекулярно-кинетические характеристики ферроарабиногалактана, служащие ключом к пониманию природы дисперсных свойств нанокompозита. Цель работы заключалась в исследовании реологических свойств магнитной жидкости на основе наноразмерного биомангнетика ферроарабиногалактана с использованием метода вискозиметрии.

Магнитная жидкость – водный раствор нанокompозита ферроарабиногалактана, представляющего собой оксид железа в форме магнетита, инкапсулированный в полисахаридную матрицу [2–3] с содержанием железа 3,5%. Наличие в составе ферроарабиногалактанов магнетита, находящегося в наноразмерном состоянии, обуславливает его специфические магнитные свойства. [1, 5–6]. Установлено, что остаточная намагниченность и коэрцитивная сила, измеренные в широкой в температурной области, и характеризующие магнитные свойства нанокompозитов, зависят от количества и размера частиц входящего в его состав наномангнетита. [5]. Намагниченность насыщения, измеренная для магнитной жидкости при массовой концентрации железа 0,14%, составляет  $M_{\infty} = 25,9$  кА/м; [6], что обусловлено размерными характеристиками частиц (диаметром частиц 4,1 нм) и наличием в их окружении объемной полимерной оболочки.

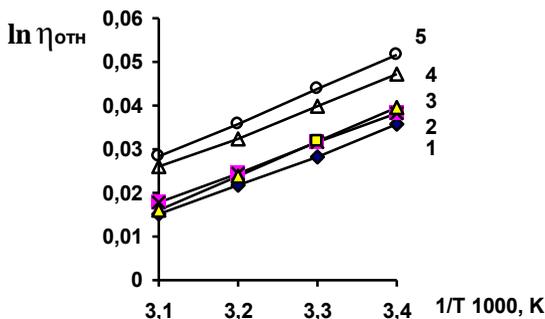
Созданная магнитная жидкость является биологически активной и за счет присутствия в ее структуре оксидов железа способна проявлять ярко выраженную антианемическую активность. Нами было показано, что парентеральное введение ферроарабиногалактана лабораторным животным при экспериментальных железодефицитных анемиях различной этиологии приводит к нормализации содержания гемоглобина и восполнению депо железа в организме [7–8]. Поскольку ферроарабиногалактан является перспективной субстанцией для создания препаратов, способных корректировать дефицит железа в организме, величина вязкости его растворов имеет большое значение. Изучение свойств растворов является необходимым этапом при разработке технической документации для создания субстанций лекарственных препаратов, вводимых инъекционно для прогнозирования их поведения в среде биологических жидкостей организма.

Растворы с концентрацией 1–5 % являются однородными и прозрачными. Вискозиметрические исследования растворов ферроарабиногалактана проводили в капиллярном вискозиметре Оствальда с диаметром капилляра 0,56 мм в дистиллированной воде в интервале температур 20–50 °С. Концентрация нанокompозита в растворах составля-

ла 0,6–1,0 %, приготовленные образцы соответствующих концентраций термостагировали ( $\pm 0,1$  °C) в течение 15 мин.

Как показали наши исследования, относительная вязкость растворов ферроарабиногалактана зависит как от концентрации наноконцентра, так и от температуры, при которой проводились измерения. Было установлено, что изменения значений относительной вязкости растворов ферроарабиногалактана находятся в обратной зависимости от температуры, снижаясь при повышении температуры растворов от 20 до 50 °C. Эта зависимость линеаризуется в координатах  $\ln \eta_{\text{отн}} / 1/T$ , т.е. величина  $\ln$  относительной вязкости растворов арабиногалактана прямо пропорциональна обратной температуре исследуемого раствора.

Логарифм относительной вязкости растворов линейно зависит от концентрации растворенного полимера в интервале 0,6–1,0 % при варьировании температуры от 20 до 50 °C. Полулогарифмические анаморфозы этих зависимостей однотипны для растворов ферроарабиногалактана различной концентрации (см. рисунок).



Зависимость  $\ln$  относительной вязкости растворов различной концентрации ферроарабиногалактана от обратной абсолютной температуры: 1 - 0,6 %; 2 - 0,7 %; 3 - 0,8 %; 4 - 0,9 %; 5 - 1,0 %

Возрастание значений относительной и удельной вязкости при увеличении концентрации растворов ферроарабиногалактана свидетельствуют о том, что они имеют ньютоновское течение и, следовательно, для них может быть рассчитана характеристическая вязкость. Ее можно рассчитать по уравнению Хаггинса из значений удельной вязкости по формуле:

$$\eta_{\text{уд}}/C = [\eta] + K_x C [\eta]^2$$

Константа  $K_x$  в этом уравнении для гибких макромолекул полисахаридов в растворителях с высокой растворяющей способностью мало зависит от температуры и природы растворителя и при-

близительно равна 0,35 [9]. Рассчитанная величина характеристической вязкости при 20 °С для 1,0 % раствора ферроарабиногалактана составила 0,0520 дл/г и оказалась ниже, чем вязкость исходного арабиногалактана 0,0567 дл/г, что соответствует его более низкой молекулярной массе [10].

Возможные изменения значений вязкости от температуры могут быть обусловлены изменением конформации макромолекул полимера и степени их агрегации, увеличением гибкости звеньев. Зависимость вязкостного течения растворов от температуры, согласно данным работы [11], можно выразить уравнением:

$$\eta = A e^{Q/RT},$$

где  $\eta$  – вязкость,  $A$  – предэкспоненциальный множитель,  $Q$  – энергия активации,  $R$  – универсальная газовая постоянная,  $T$  – абсолютная температура.

Значения предэкспоненциального множителя  $A$  можно вычислить из уравнения соответствующей прямой (рис.), характеризующей зависимость  $\ln \eta = f(1/T)$ . Исходя из полученных результатов, по приведенному выше уравнению вычисляли значения энергии активации  $Q$ , представленные в таблице. Энергия активации вязкостного течения растворов для растворов ферроарабиногалактана составляет 589–555 Дж, причем она снижается при уменьшении концентрации растворов.

Таблица

Энергия активации и предэкспоненциальный множитель для растворов ферроарабиногалактана различной концентрации и арабиногалактана

Образец	Концентрация, %	A	Q, Дж
Арабиногалактан	1,0	0,820	673,5
Ферроарабиногалактан	1,0	0,827	589,5
	0,9	0,826	567,9
	0,8	0,824	562,0
	0,7	0,823	557,9
	0,6	0,822	555,3

Величина кажущейся энергии активации вязкостного течения показывает количество энергии, необходимое для перехода макромолекулы из одного равновесного состояния в другое, связанное с преодолением потенциального барьера. Значения предэкспоненциального множителя для растворов ферроарабиногалактана, изменяющиеся в более узком интервале и энергии активации, изменяющиеся в широком интервале, приведенные в таблице, свидетельствуют о том, что предэкспоненциальный множитель вносит менее значительный вклад в из-

менение вязкости, в то время как энергия активации имеет большее значение.

Снижение величины энергии активации с уменьшением концентрации растворов ферроарабиногалактанов носит экспоненциальный характер, что согласуется с известными литературными данными относительно производных целлюлозы [11]. В то же время энергия активации для 1,0 % раствора ферроарабиногалактанов ниже энергии активации таких же растворов арабиногалактана примерно на 12 %. Очевидно, этот факт объясняется присутствием железа в макромолекуле, то есть наличием участков полимерной макромолекулы, взаимодействующих с поверхностью магнетитовых наночастиц [1–2], что определяет меньшую гибкость макромолекулярной цепи ферроарабиногалактана. Сравнительно небольшая величина эффекта обусловлена относительно невысокой (3,5%) концентрацией железа в нанокompозите, использованном для получения наноразмерной магнитной жидкости.

Таким образом, нами изучены реологические свойства наноструктурированной магнитной жидкости ферроарабиногалактана при различных температурах, определен предэкспоненциальный множитель и рассчитана энергия активации вязкостного течения растворов.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Сухов Б.Г., Александрова Г.П., Грищенко Л.А., Медведева С.А., Клименков И.В., Лихошвай Е.В., Тирский В.В., Семенов А. Л., Мартынович Е. Ф., Трофимов Б.А. Новый водорастворимый нанобиокompозит. 12-я Международная Плесская конференция по магнитным жидкостям. 2006. Сб. научных трудов. Плес. Россия. С.346-349.
2. Медведева С.А., Александрова Г.П., Грищенко Л.А., Тюкавкина Н.А. Синтез железо(II, III)содержащих производных арабиногалактана. ЖОХ. 2002. №9. С.1569-1573.
3. Трофимов Б. А., Сухов Б.Г., Александрова Г.П., Медведева С. А., Грищенко Л. А., Малькина А. Г., Феоктистова Л. П., Сапожников А. Н., Дубровина В. И., Мартынович Е. Ф., Тирский В. В., Семенов А. Л. Нанокompозиты с магнитными, оптическими, каталитическими и биологически-активными свойствами на основе арабиногалактана. ДАН.- 2003. Т.293. №5. С.634-635.
4. Брусенцов Н.А., Гогосов В.В. и др. Реологические свойства и противоопухолевый эффект ферромагнитных жидкостей. Хим. - фарм. журнал. 1999. №. С.9-12.
5. Трофимов Б.А., Овчаренко В.И., Икорский В.Н., Александрова Г.П., Грищенко Л.А., Сухов Б.Г. Магнитоактивные гибридные нанокompозиты на основе водорастворимой гемицеллюлозы арабиногалактана Всероссийская научная конференция "Физико-химические и прикладные проблемы магнитных дисперсных наносистем". Ставрополь. 2007. С.47-48.
6. Aleksandrova G.P., Kozhevnikov V.M., Grischenko L.A., Sukhov B.G., Trofimov B.A. Magnetic activity of new water soluble nanomagnet. The Asian Symposium on Advanced Materials (ASAM). Vladivostok. Far Eastern National University Russia. 2007. P.11
7. Красникова И.М., Четверикова Т.Д., Куклина Л.Б., Колбасеева О.В., Макарова Н.Г., Носкова Л.К., Медведева С.А., Александрова Г.П., Грищенко Л.А., Сараева Н.А.

- Патогенетическое лечение экспериментальной железодефицитной анемии, обусловленной увеличением экскреции железа. Сибирский медицинский журнал. 2002. №1. С. 41-46.
8. Четверикова Т.Д., Красникова И.М., Медведева С.А., Александрова Г.П., Грищенко Л.А., Куклина Л.Б. Моделирование и коррекция алиментарной анемии. Бюллетень ВСНЦ СО РАМН.2006. №5 С.246-250.
  9. Оболенская А.В., Ельницкая З.П., Леонович А.А. Лабораторные работы по химии древесины и целлюлозы. М.: Экология. 1991. 320 с.
  10. Александрова Г.П., Медведева С. А. Реологические свойства растворов природного полисахарида арабиногалактана. Сб. трудов «Актуальные проблемы реологии». 2003. С.3-5.
  11. Озолиньш Р.Э., Пормале М.Я., Кашкина Н.А., Войтека И.П., Мелдере И.Э. Определение кажущейся энергии активации вязкостного течения в водных растворах производных целлюлозы – целновокаина и целлукарпина. Химия древесины. 1979. № 3. С. 87-91.

## **ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ И БИОЛОГИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕРМОХИМИОТЕРАПИИ ЗЛОКАЧЕСТВЕННЫХ ОПУХОЛЕЙ НАНОПРЕПАРАТАМИ**

**<sup>1</sup>Брусенцов Н.А., <sup>2</sup>Брусенцова Т.Н., <sup>3</sup>Полянский В.А.,  
<sup>4</sup>Пирогов Ю.А., <sup>4</sup>Учеваткин А.А., <sup>4</sup>Куприянов Д.А., <sup>4</sup>Дубина А.И.,  
<sup>2</sup>Никитин П.И., <sup>2</sup>Ксеневич Т.И., <sup>2</sup>Никитин М.П.,  
<sup>5</sup>Вольтер Е.Р., <sup>1</sup>Иванов А.В.**

<sup>1</sup> Государственное учреждение Российской онкологический научный центр им. Н.Н. Блохина РАМН, 115478, Москва Россия  
(brusentsov2005@yandex.ru);

<sup>2</sup> Центр естественнонаучных исследований Института общей Физики им А.М. Прохорова Российской Академии Наук Москва, Россия;

<sup>3</sup> Институт Механики МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия;

<sup>4</sup> Центр магнитной томографии и спектроскопии МГУ им. М.В. Ломоносова, 119992; Москва;

<sup>5</sup> НИИ экспериментальной патологии и терапии АН Абхазии, 384900, Сухум, гора Трапезия, Абхазия.

Новые физико-химические способы диагностики и терапии злокачественных опухолей сложны [1–8]. Их появление связано с открытием новых классов диагностических и лекарственных препаратов [1, 2, 5, 6], губительно действующих на опухолевые клетки. Внутривенное введение традиционных противоопухолевых препаратов большим лишь тормозит пролиферацию и распространение опухолевых клеток в организме больного, при внутриартериальном регионарном введении – эффективность лекарственной терапии злокачественных опухолей возрастает. Поэтому в клинике всё чаще используют комбинации хирургических, лучевых, химио-, физио- и биотерапевтических методов с другими способами воздействия. В экспериментальной онкологии химиотерапия применяется теперь в комбинации с гипертермией (ГТ) [6].

Одним из эффективных способов гипертермии является регионарная электромагнитная гипертермия (РГ), нагрев при которой осуществляется магнитоуправляемыми противоопухолевыми нанопрепаратами (МПП) в радиочастотных магнитных полях [6]. Температурно-экспозиционный режим РГ при опухолях наружной локализации обычно составляет: 42–44 °С внутри опухоли в течение 1–2 ч. Непосредственно гипертермия индуцирует первичные обратимые эффекты в клетках и тканях. Без дополнительных терапевтических воздействий ГТ малоэффективна при любых способах ее создания (горячие вода

или воздух, ВЧ-, УВЧ-, СВЧ-, ультразвуковые и лазерные излучения). Через несколько минут после ГТ опухолевые клетки экспрессируют белки теплового шока, индуцирующие термическую устойчивость клеток. ГТ изменяет активность регуляторных белков, киназ или циклинов; это приводит к нарушениям клеточного цикла и может индуцировать апоптоз. Как показано *in vitro*, в процессе ГТ денатурируются поверхностные клеточные рецепторы опухолевых клеток, такие клетки легче распознаются иммунной системой хозяина и инактивируются клетками-киллерами. Нагрев тканей у экспериментальных животных при РГ выше +47 °С вызывает термообляцию (термическое разрушение клеток), которое сопровождается острым некрозом, коагуляцией и, при длительном воздействии, карбонизацией ткани. Такой нагрев исключается при клинической гипертермии из-за побочных системных осложнений (повышение давления, сердечный приступ и др.).

Ряд проблем в технологии РГ остаётся сегодня нерешённым:

- увеличивающаяся при нагреве перфузия крови через ткани опухоли ускоряет клиренс нанопрепаратов, ткани опухоли быстро опустошаются и не нагреваются;

- ограничен доступ к эффективным нанопрепаратам с  $T_C$ . 43–46 °С [3, 5–8], препараты, имеющие близкие значения  $T_C$  обладают низкой удельной абсорбцией энергии и в течение 1 часа не нагреваются до требуемой температуры;

- на поверхности крупных сосудов остаются островки непрогретой при 43–46 °С опухолевой ткани, содержащие выжившие клетки-источники прогрессии опухолей;

- распределение нанопрепаратов обычно непропорционально величине термической конвекции, имеющих в опухоли тканей;

- мониторинг температуры осуществляется инвазивным флуорооптическим методом (катетеры с датчиками вводят в ткани опухоли), при этом возможна диссеминация и метастазирование опухолей;

- регулирование температуры в опухоли при сеансе РГ («включение и выключение генератора электромагнитного поля») сопровождается изменениями параметров ЭМП;

- нет мониторинга каждого отдельного сеанса терапии, заключение по результатам лечения принимается в конце планируемого курса, без учета эффективности дробных процедур РГ.

Часть перечисленных проблем можно решить путём создания МПН, обладающих высокой удельной абсорбцией энергии ЭМП, с температурой Кюри ( $T_C$ ) равной 43–46 °С. Такие МПН должны автоматически поддерживать в опухоли температуру в заданном диапазоне неограниченное время.

В связи с этим в последнее десятилетие в экспериментальной онкологии начали разрабатывать методы: магнитожидкостной регионарной индукционной гипертермии и магнитогидродинамической термохимиотерапии злокачественных опухолей (МТ) [6]. Принципы, лежащие в основе успешно применяющихся методов гипертермии, во многом справедливы для МТ. Учитывая многообразие и сложность проблем, возникающих при диагностике и лечении опухолей, в основу способа МТ положены принципы:

- органо-сберегающей хирургии;
- регионарной химиотерапии;
- магнитожидкостной индукционной регионарной гипертермии;
- использования биодеструктируемых магнитоконтрастных нанопрепаратов при диагностике и комбинированных магнитоуправляемых противоопухолевых нанопрепаратов в процессе терапии онкологических заболеваний [2–6];
- использования магнитных полей в диагностике и терапии злокачественных опухолей [2–8]. В качестве магнитоуправляемых носителей противоопухолевых нанопрепаратов используют декстранферрит [2], кристаллы которого трансформируют энергию ЭМП в теплоту.

### **Материалы и методы**

«Противоопухолевый эффект МТ на подкожную форму лимфоцитарной лейкемии Р388, в зависимости от вида терапевтических процедур». 50 мышам под кожу правой лопатки вводят суспензию  $10^6$  клеток лимфоцитарной лейкемии Р388, делят мышей на 5 равных группы: 1, 2, 3, 4 и 5. Магнитно-резонансное сканирование и лечение начинают, когда средний объем опухоли достигает  $45 \text{ мм}^3$ .

Магнитно-резонансное сканирование:

- мышам 1 группы внутривенно вводят 6 мкл декстранферрита и через 24 часа проводят магнитно-резонансный мониторинг на магнитном биоспектротомографе измеряют интенсивности сигнала, определяют расположение опухоли и обсеменённость метастазами. В опухоль и окружающие ткани вводят с четырех сторон 300 мкл 0,9 % раствора NaCl, на магнитно-резонансных томограммах в режимах  $T_1$ -взвешенных {500/15 [время повторения, мсек/время эхо, мсек] и  $T_2$ -взвешенных (1900/80) спин-эхо и  $T_2$ -взвешенных градиент-эхо (500/15)} последовательностей обнаруживаются яркие изображения, соответствующие местам введения 0,9 % раствора NaCl;

- мышам 2 группы внутривенно вводят 6 мкл декстранферрита и через 24 часа проводят магнитно-резонансный мониторинг на магнитном биоспектротомографе измеряют интенсивности сигнала, опреде-

ляют расположение опухоли и обсеменённость метастазами. В опухоль и окружающие ткани вводят 300 мкл золя цитостатических средств (содержание циклофосфана 40 мг), на магнитно-резонансных томограммах в режимах  $T_1$ -взвешенных {500/15 [время повторения, мсек/время эхо, мсек]} и  $T_2$ -взвешенных (1900/80) спин-эхо и  $T_2$ -взвешенных градиент-эхо (500/15)} последовательностей обнаруживаются яркие изображения, соответствующие местам введения золя циклофосфана;

- мышам 3 группы внутривенно вводят 6 мкл декстранферрита и через 24 часа проводят магнитно-резонансный мониторинг на магнитном биоспектротомографе, измеряют интенсивности сигнала, определяют границы опухоли и обсеменённость метастазами. В опухоль и окружающие ткани вводят с четырех сторон 300 мкл золя магнитоуправляемого противоопухолевого нанопрепарата (содержание Феррита 120 мг) на магнитно-резонансных томограммах при тех же параметрах сканирования обнаруживаются тёмные изображения, соответствующие местам введения золя Феррита;

- мышам 4 группы внутривенно вводят 6 мкл декстранферрита и через 24 часа проводят магнитно-резонансный мониторинг на магнитном биоспектротомографе измеряют интенсивности сигнала, определяют расположение опухоли и обсеменённость метастазами. В опухоль и окружающие ткани вводят с четырех сторон 300 мкл золя магнитоуправляемого противоопухолевого нанопрепарата, содержащего цитостатическое средство (содержание Fe 36 мг, содержание циклофосфана 40 мг,  $M_s$  7.5 kA/m, pH 6.6,  $\zeta$  +15 mV) на магнитно-резонансных томограммах при тех же параметрах сканирования обнаруживаются тёмные изображения, соответствующие местам введения золя Феррита с циклофосфаном;

- мышам 5 группы внутривенно вводят 6 мкл декстранферрита и через 24 часа проводят магнитно-резонансный мониторинг на магнитном биоспектротомографе измеряют интенсивности сигнала, определяют расположение опухоли и обсеменённость метастазами. В опухоль и окружающие ткани вводят с четырех сторон 300 мкл золя магнитоуправляемого противоопухолевого нанопрепарата, содержащего циклофосфан (содержание Феррита 130 мг, содержание циклофосфана 40 мг,  $M_s$  7.5 kA/m, pH 6.6,  $\zeta$  +15 mV) на магнитно-резонансных томограммах при тех же параметрах сканирования обнаруживаются тёмные изображения, соответствующие местам введения золя Феррита с циклофосфаном.

Мышей 1, 2, 3, 4 и 5 групп помещают на 5 минут в постоянное магнитное поле индукцией 0,2 Тл, градиент 0,015 Тл/см, далее опухоль

каждой мышы 1, 2, 3, 4 и 5 групп ориентируют в переменном магнитном поле (частота 0,01–1,0 МГц, напряженность 12,0 кА/м, мощность 0,15 кВт), прошедшем через слой воды толщиной 2,0 мм с постоянной температурой (магнито-термостатирование), введенный Ферримагнетик индукционно нагревается. Температура опухоли у мышей 1 и 2 групп под действием переменного магнитного поля в течение 5 минут поднимается выше +37°C. Температура в прямой кишке и опухоли мышей 1 и 2 групп в течение 30 минут поддерживается между +37 – +38°C на магнитно-резонансных томограммах в режимах T<sub>1</sub>-взвешенных {500/15 [время повторения, мсек/время эхо, мсек] и T<sub>2</sub>-взвешенных (1900/80) спин-эхо и T<sub>2</sub>-взвешенных градиент-эхо (500/15)} последовательностей обнаруживаются яркие расплывающиеся изображения, соответствующие местам введения 0,9 % раствора NaCl и местам введения 0,9 % раствора NaCl с циклофосфаном.

Температура опухоли у мышей 3 и 4 групп, под действием переменного магнитного поля в течение 5 минут поднимается выше +43°C. Далее у мышей 3 и 4 групп температура внутри опухоли продолжает повышаться и через 15 минут достигает +47°C, температура тела +38 – +40°C на магнитно-резонансных томограммах в режимах T<sub>1</sub>-взвешенных {500/15 [время повторения, мсек/время эхо, мсек] и T<sub>2</sub>-взвешенных (1900/80) спин-эхо и T<sub>2</sub>-взвешенных градиент-эхо (500/15)} последовательностей обнаруживаются расплывающиеся изображения, соответствующие местам введения Феррита и местам введения Феррита с циклофосфаном.

Температура опухоли у мышей 5 группы, под действием переменного магнитного поля поднимается выше +43°C в течение 5 минут. Далее у мышей 5 группы температура внутри опухоли продолжает повышаться и через 15 минут достигает +47°C. Температура тела +40°C, после завершения нагрева полость, образовавшуюся на месте опухоли, промывают 0,05% раствором формальдегида в 0,9% растворе NaCl для удаления продуктов некроза опухолевых тканей и остатков нанопрепаратов, на магнитно-резонансных томограммах, полученных в режимах T<sub>1</sub>-взвешенных {500/15 [время повторения, мсек/время эхо, мсек] и T<sub>2</sub>-взвешенных (1900/80) спин-эхо и T<sub>2</sub>-взвешенных градиент-эхо (500/15)} последовательностей, обнаруживается тёмное пятно, соответствующее месту, на котором располагалась светлое пятно исходной опухоли.

В 1, 2, 3, 4 и 5 группах проводят до 4 процедур магнитно-резонансного сканирования и магнитогидродинамической термохимиотерапии.

В результате магнитно-резонансного сканирования получают:

- в 1 группе мышей объем опухоли у каждой мыши устойчиво увеличивается без признаков регрессии, за это время все мыши гибнут от прогрессирования опухолей;

- во второй группе средний объем опухолей резко уменьшается, в паховой области 6 мышей обнаруживаются метастазы. В метастазы вводят по 10 мг циклофосфана с целью их подавления. Полная ремиссия опухоли наблюдается у одной из 10 мышей, увеличение продолжительности жизни мышей 110%;

- в третьей группе средний объем опухолей значительно уменьшается, в паховой области 5 мышей обнаруживаются метастазы, в метастазы вводят по 10 мг циклофосфана, полная ремиссия опухоли наблюдается у одной из 10 мышей, увеличение продолжительности жизни мышей 120%;

- в четвертой группе средний объем опухолей с первого дня лечения резко уменьшается, в паховой области 3 мышей обнаруживаются метастазы, в метастазы вводят по 10 мг циклофосфана, после завершения терапии полная ремиссия опухолей наблюдается у 3 из 10 мышей, опухоли не обнаруживаются в течение 3 месяцев, увеличение продолжительности жизни мышей 170%;

- в пятой группе средний объем опухолей с первого дня лечения резко уменьшается, в паховой области 2 мышей обнаруживаются метастазы, в метастазы вводят по 40 мг циклофосфана, после завершения терапии полная ремиссия опухолей наблюдается у 4 из 10 мышей, опухоли не обнаруживаются в течение 3 месяцев, увеличение продолжительности жизни мышей 290%.

Таким образом, предшествующее терапии магнитно-резонансное сканирование способствует раннему обнаружению опухолей и метастазов, прицельному контролируемому введению, концентрации и фиксации нанопрепаратов в опухоли и метастазах.

Для достижения полной регрессии опухолей с удлинением продолжительности жизни млекопитающих в опухоль доставляется комбинированный противоопухолевый магнитоуправляемый нанопрепарат; осуществляется одновременное индукционное нагревание тела животного с преимущественным по скорости и величине нагревом тканей опухоли; отсосываются продукты некроза и остатки препаратов, промываются полости, образовавшиеся на месте опухоли; вводятся цитостатические средства в метастазы.

Это приводит к быстрому уменьшению объема опухолей. Отсасывание и промывания антисептиком образовавшихся полости способствует обнаружению остатков опухолей и метастазов при магнитно-резонансном сканировании, прицельному контролируемому введению

нанопрепаратов в остатки опухоли и метастазы в процессе долечивания животных.

Предпочтительны:

- предварительное и последующие магнитно-резонансные сканирования опухолей и метастазов с индивидуальным заключением по результатам каждой процедуры;

- магнитогидродинамическая концентрация и фиксация препаратов в опухоли;

- магнитогидродинамическая термохимиотерапия опухоли при  $+47^{\circ}\text{C}$  4x30 минут с интервалом 3 суток, с последующим отсасыванием и промыванием полости, образовавшейся на месте опухоли, от продуктов некроза и остатков препаратов с введением в метастазы цитостатических средств, при которой получен максимальный терапевтический эффект.

### Результаты и их обсуждение

В процессе МТ (частота 0,88 МГц, индукция 9,3 кА/м, мощность 0,15 кВт), температура поверхности кожи, покрывающей опухоль, повышается до  $+44^{\circ}\text{C}$ , в центре опухоли температура достигает  $46^{\circ}\text{C}$ , клетки в этом районе опухоли некротизированы. Однако, после трех процедур термохимиотерапии на гистологических препаратах опухолей, обнаруживались отдельные, неокрашенные трипановым синим (выжившие) опухолевые клетки. Они располагались по периферии опухолей и по поверхности крупных сосудов, внутри опухолей. Выжившие опухолевые клетки в дальнейшем образовали метастазы и вторичные опухоли в подкожной клетчатке и в регионарных лимфатических узлах. После 4 процедур термохимиотерапии на гистологических препаратах опухолей, не обнаруживались выжившие опухолевые клетки. Интратуморальное введение смеси зелей декстранферрита (ДФ) и алкерана (АН) с концентрированием в опухолевых тканях и индукционным нагревом, приводило 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>. Для обнаружения сосудов, питающих опухоль, и определения их топографии внутривенно вводят магнитоконтрастные препараты (например, суперпарамагнитные нанопрепараты и Магневист фирмы Шеринг) и проводят магнитно-резонансную ангиографию (МРА). При этом определяют:

- размеры, глубину залегания, локализацию, кровенаполнение, подходы для введения МПН;

- результаты доставки, распределения и фиксации МПН в опухолевой ткани магнитным полем;
- терапевтический эффект.

МПН обычно состоят из веществ, которые метаболизируются в организме млекопитающих и к которым млекопитающие проявляют природную толерантность. Примером может служить декстранферрит, микросфера которого состоит из ядра ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$  и  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , диаметр 10 нм), покрытого декстраном. С целью сохранения иммунитета и гомеостаза млекопитающих комбинированные магнитоуправляемые противоопухолевые нанопрепараты, включающие смесь МПН с традиционными противоопухолевыми средствами, часто вводят непосредственно в опухоль. МПН обладают высокой удельной абсорбцией энергии (УАЭ) на частотах от 0,1 до 1 МГц. За 3–10 мин они нагревают опухолевые ткани до +43 – +46 °С. Традиционные противоопухолевые средства дополнительно активируются в условиях нагревания и эффективно поражают опухолевые клетки. Через 30–120 минут содержимое опухоли (остатки препаратов и обломки клеток) отсасывают, полости промывают раствором антисептика. Это приводит к резкому уменьшению объема опухоли.

Находящиеся в тканях животных микросферы ДФ эндцитируются клетками. Их оболочка под действием внутриклеточных ферментов превращается в глюкозу, магнетит, постепенно окисляясь и гидратируясь, превращается в  $\text{Fe}(\text{OH})_3$ , который может входить в состав депозитов железа.

Действие МТ на опухолевые клетки многопланово:

- одновременно поражается несколько объектов, ответственных за жизнеспособность клетки;
- опухолевые клетки нагреваются до +46 °С, коагулируют белки и плавятся мембранные липиды, одновременно цепи ДНК опухолевых клеток сшиваются молекулами алкилирующих средств.

При МТ многие клеточные биомолекулы изменяются значительно раньше и сильнее, чем ДНК. Особенно чувствительны к действию МТ регуляторные белки, изменения, структуры которых приводят к понижению выживаемости опухолевых клеток. Для предупреждения метастазирования параллельно с удалением большей части первичной опухоли внутрисосудисто вводят профилактические дозы противоопухолевых средств. Метастазы, по мере их обнаружения, уничтожают введением цитостатических средств. Для повышения иммунитета применяют биотерапевтические лекарственные средства, например, адьювант VCG и противоопухолевые вакцины. Препараты, повышающие специфическую противоопухолевую устойчивость орга-

низма, используют наряду с магнитоуправляемыми противоопухолевыми препаратами до полной регрессии опухолей.

Таким образом, в соответствие с полученными результатами максимальный терапевтический эффект даёт магнитогидродинамическая термохимиотерапия опухоли при +45°C 4x30 минут с последующим отсасыванием и промыванием опухоли от продуктов некроза и остатков нанопрепаратов при параллельном введении цитостатических средств в обнаруживаемые по ходу лечения метастазы. Магнитогидродинамическая термохимиотерапия злокачественных опухолей (МТ) является новым и эффективным способом лечения онкологических заболеваний млекопитающих включающим: регионарное введение магнитоуправляемых противоопухолевых нанопрепаратов, их концентрацию и фиксацию в опухолевой ткани магнитным полем, регионарную индукционную гипертермию в сочетании с термохимиотерапией. Знание молекулярно-биологических механизмов и принципов МТ позволяет совершенствовать методику проведения эксперимента и усилить терапевтический эффект, который проявляется в полной регрессии опухолей и увеличении продолжительности жизни экспериментальных животных.

Работа поддержана РФФИ No. 08-01-00026, 07-01-00026, 96 WFA0100119, 07-04-92001-ННС\_a.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Brusentsov N.A., Brusentsova T.N., Baryshnikov A.Yu. и др., Magnetic carriers biological preparations for diagnostics and therapy of oncological diseases, in book, Biocatalytic Technology and Nanotechnology, Editor: G.E. Zaikov, Nova Science Publishers, Inc., 2004, pp. 59-63.
2. T.N. Brusentsova, V.D. Kuznetsov, J. Magn. Magn. Mat. **311**, 22–25 (2007).
3. N. A. Brusentsov, L.V. Nikitin, T.N. Brusentsova, et al. J. Mag. Magn. Mat., **252**, 378 - 380 (2002).
4. N.A. Brusentsov, T.N. Brusentsova, L.I. Shumakov, N.Y. Jurchenko. Magnetic Fluid Thermochemotherapy of the Murine Tumor. J. Mag. Magn. Mat. **253**, №1, 450-454 (2005).
5. T.N. Brusentsova, N.A. Brusentsov, et al., J. Mag. Magn. Mat. **253**, 298-302 (2005).
6. N.A. Brusentsov, T.N. Brusentsova, E.Yu. Filinova, et al., J. Magn. Magn. Mat. **311**, 176–180 (2007).
7. Т.Н. Брусенцова, В.Д. Кузнецов, Медицинская физика, **3**, №27, 58-68 (2005)
8. Т.Н. Брусенцова, В.А. Полянский, В.Д. Кузнецов, Сб. научных трудов 11-й Межд. плесской конференции по М. Ж., Плес, РФ, (2004),. 239-241.

## ДЕЙСТВИЕ ВЫСОКОДИСПЕРСНОГО ЖЕЛЕЗА НА СТРУКТУРУ МЕМБРАН ЭРИТРОЦИТОВ И ЛИПОСОМ В МОДЕЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

**Фаткуллина Л.Д., Кривандин А.В., Бурлакова Е.Б.**

Институт биохимической физики им. Н.М. Эмануэля РАН,  
Москва, Россия;

119334, Москва, ул. Косыгина, 4. Факс: (495)1374101;

E-mail: [bcp-lfat@mail.ru](mailto:bcp-lfat@mail.ru)

### Введение

Металлы в ультрадисперсном состоянии – предмет интенсивных исследований последних десятилетий, поскольку они демонстрируют при этом высокую химическую активность, полупроводниковый тип проводимости, повышенную твердость и т.д. [1]. Целый ряд наночастиц металлов проявляет биологическую активность, и может применяться в медицине и сельском хозяйстве. Поэтому понятно внимание, которое уделяется исследованию воздействия высокодисперсных металлов на организм человека и животных. Ранее нами была установлена высокая биологическая активность порошков железа, цинка, меди при введении в организм животных [2]. Клеточные мембраны являются одними из главных мишеней действия порошков металлов. Так, порошок железа влияет на параметры окислительного стресса в крови мышей при введении в организм в нанодисперсном состоянии: меняются параметры пероксидного окисления липидов и физико-химическое состояние мембран эритроцитов [3]. В настоящей работе мы изучили влияние нанопорошка железа на структурное состояние липидного бислоя мембран эритроцитов и липосомальных мембран в опытах *in vitro*. Поскольку функциональные свойства наночастиц металлов определяются их химическим и фазовым составом, формой и размерами частиц, мы провели рентгеновское дифракционное исследование структуры порошка железа, используемого в биологических экспериментах.

### Материалы и методы

В работе использовали высокодисперсный порошок железа, полученный методом гетерофазного взаимодействия в ИМЕТ РАН [4].

Анализ фазового состава порошок железа проводили методом Дебая. Использовали рентгеновскую камеру типа «РКД», острофокусную рентгеновскую трубку с молибденовым анодом БСВ25Мо и бета-фильтром из циркониевой фольги, рентгеновский генератор «ИРИС-

МЗ». Дебаграммы регистрировали на рентгеновскую пленку РТ-1 («Тасма», РФ) и сканировали на сканере Umax Astra 4450 в 16-битном черно-белом режиме с разрешением 600 точек на дюйм. Одномерные профили интенсивности получали из отсканированных рентгенограмм при помощи программы анализа изображений ImageJ 1.34s (НИН, США). Абсциссу на профилях интенсивности представляли в единицах модуля дифракционного вектора  $S = (2\sin\theta)/\lambda$ , где  $\theta$  – половина угла рассеяния и  $\lambda$  – длина волны рентгеновского излучения, которая для  $\text{MoK}\alpha$  равна 0.071 нм. По положениям дифракционных линий  $S_{\max}$  на полученных так профилях интенсивности определяли межплоскостные расстояния  $d = (S_{\max})^{-1}$ .

Оценку степени дисперсности порошка железа проводили по ширине дифракционных линий [5]. Профиль дифракционных линий измеряли от тонких образцов «на просвет» на малоугловом гониометре («Rigaku», Япония) при ширине щелей, формирующих рентгеновский пучок, равной 0.1 мм (рентгеновская трубка БСВ25Мо, бета-фильтр из циркониевой фольги). Дифрактограммы регистрировали при помощи линейного позиционно-чувствительного детектора, изготовленного в Объединенном институте ядерных исследований (г. Дубна) [6]. Расстояние от образца до детектора составляло 420 мм. Для уменьшения аппаратного уширения дифракционных линий детектор при помощи гониометра поворачивали на угол  $2\theta$ , близкий к углу рассеяния для дифракционной линии, профиль которой измеряли. Дублет дифракционных линий  $\text{K}\alpha_1/\text{K}\alpha_2$ , который хорошо разрешается при такой методике измерения, аппроксимировали суммой двух линий, форму которых задавали функцией Коши. Так определяли ширину  $\Delta S$  для монохроматических составляющих дублета  $\text{K}\alpha_1$  и  $\text{K}\alpha_2$ . Средний размер кристаллов порошка железа оценивали по формуле, аналогичной известной формуле Селякова [5], как  $L = (\Delta S_{\phi})^{-1}$ , где  $\Delta S_{\phi}$  – физическое уширение дифракционной линии после учета вклада в полное уширение линии  $\Delta S$  составляющей аппаратного уширения  $\Delta S_a$ . В качестве составляющей аппаратного уширения использовали либо ширину первичного рентгеновского пучка, либо ширину составляющих дублета  $\text{K}\alpha_1/\text{K}\alpha_2$  алюминиевой фольги.

В биологических экспериментах использовали мембраны эритроцитов из крови мышей и многослойные лецитиновые липосомы. Липосомы представляют собой микроскопические сферические везикулы, состоящие из нескольких липидных слоев, разделенных водной фазой. Липосомы создаются искусственно при смешивании липидов с водой, что объясняется двойственной природой

молекул липидов, и приводит к образованию замкнутых бислойных структур. Для приготовления водных дисперсий 200 мг липидов растворяли в 1 мл трис-ацетатного буфера (pH-7,4) и механически встряхивали, подогревая на водяной бане при 55°C [7]. Суспензию нанопорошка железа получали диспергированием определенной навески в дистиллированной воде на ультразвуковом дезинтеграторе УЗДН-2Т в режиме: 0,5 А, 44 кГц в течение 10 мин при охлаждении. Полученную суспензию порошка добавляли в 5%-ную суспензию эритроцитов или в ~0.01%-ную суспензию липосом в конечных концентрациях от  $10^{-9}$  до  $10^{-1}$  мг на мл суспензии и инкубировали 1 час или 1 сутки. Контролем служили мембраны без добавления металла. Микровязкость различных областей мембран оценивали по времени вращательной корреляции включенных в мембрану парамагнитных спиновых зондов: 2,2,6,6-тетраметил-4-каприлоилокси-пиперидин-1-оксил (зонд 1) и 5,6-бензо-2,2,6,6-тетраметил-1,2,3,4-тетрагидро- $\gamma$ -карболин-3-оксил (зонд 2), которые различаются по своим гидрофобным свойствам. Известно, что зонд 1 преимущественно локализуется в свободном липидном бислое мембран на расстоянии 2–4 Å от поверхности, а зонд 2 – в зоне аннулярных липидов на глубине 4–6 Å [8]. Иминоксильные радикалы вводили в суспензию мембран в виде спиртового раствора за 30 мин до измерения образцов на ЭПР-спектрометре ER-200D SRC фирмы Bruker (Германия) в конечной концентрации  $10^{-4}$  М. Из полученных спектров ЭПР рассчитывали время вращательной корреляции хонда ( $\tau_c \cdot 10^{-10}$  сек), имеющее смысл периода переориентации радикала на угол  $\pi/2$  [9]. Результаты выражали в относительных единицах.

### Результаты и обсуждение

Дебаеграмма порошка железа показана на рис. 1. В таблице приведены значения межплоскостных расстояний  $d$ , полученные по дифракционным линиям на этой дебаеграмме, а также значения  $d$ , рассчитанные для кристаллической решетки железа в  $\alpha$ -форме ( $\alpha$ -Fe), которое имеет кубическую объемно-центрированную решетку с параметром  $a = 0.286645$  нм (пространственная группа  $Im\bar{3}m$ ). Как видно из рис. 1. и табл. 1, все дифракционные линии исследованного порошка железа соответствуют  $\alpha$ -Fe. Параметр решетки  $a$ , рассчитанный по экспериментальным значениям  $d$ , имеет значение 0.2862 нм, что в пределах точности эксперимента совпадает со значением  $a$  для  $\alpha$ -Fe.

Межплоскостные расстояния  $d$ , полученные по дебаграмме порошка железа и рассчитанные для  $\alpha$ -Fe.

№ линии	$d$ , нм	
	Эксперимент	Расчет
1	0.2023	0.20269
2	0.1428	0.14332
3	0.1168	0.11702
4	0.1001	0.10134
5	0.0905	0.09065
6	0.0827	0.08275
7	0.0766	0.07661
8	0.0709	0.07166
9	0.0681	0.06756
10	0.0643	0.06410
11	0.0565	0.05622

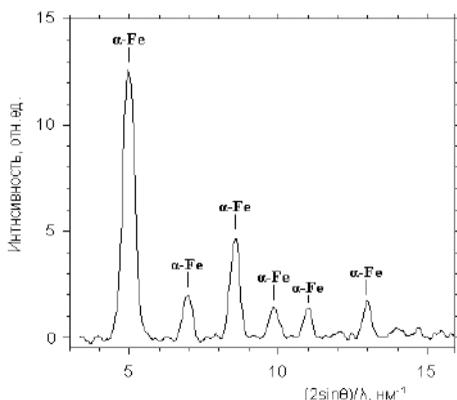


Рис. 1. Дебаграмма порошка железа (профиль интенсивности получен по отсканированной рентгенограмме, проведено вычитание фона)

Профили дифракционных линий порошка железа и алюминиевой фольги показаны на рис. 2. Для алюминиевой фольги линии дублета  $K\alpha_1/K\alpha_2$  узкие и хорошо разрешены. Для порошка железа эти линии гораздо шире и сливаются одна с другой, что свидетельствует о малом размере областей когерентного рассеяния в поликристаллах железа или искажениях кристаллической решетки. Предполагая, что физическое уширение дифракционных линий порошка железа в основном обусловлено размером кристаллов и используя в качестве аппаратного уширения ширину линий алюминиевой фольги, получаем для кристаллов железа размер  $\sim 40$  нм. Это значение является верхней оценкой размера кристаллов порошка железа. Если в качестве функции аппаратного уширения дифракционной линии использовать профиль первичного рентгеновского пучка, то получаем размер кристаллов железа  $\sim 30$  нм.

Таким образом, результаты проведенного рентгеновского дифракционного анализа порошка железа показали, что это чистое железо в  $\alpha$ -форме. Судя по полученной оценке размера кристаллов ( $\sim 30\text{--}40$  нм) этот порошок железа является весьма мелкодисперсным, что, по-видимому, способствует его эффективному действию *in vivo*.

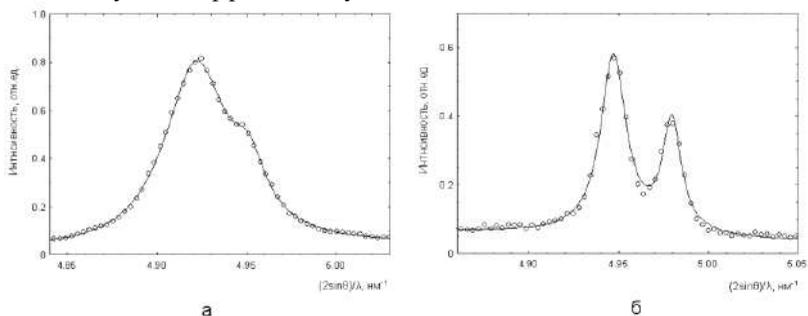


Рис. 2. Профили дифракционных линии порошка железа (а) и алюминиевой фольги (б). Точки – экспериментальные значения, сплошные линии – аппроксимация суммой двух функций Коши и фоновой линией, заданной линейной функцией

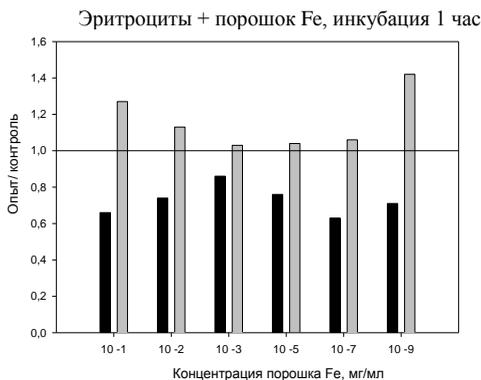
Представленные на рис. 3 данные говорят о том, что порошок железа оказывает влияние на структурные характеристики липидного бислоя мембран. Видно, что инкубация мембран эритроцитов с порошком железа в течение 1 часа приводит к значительному снижению микровязкости поверхностного липидного бислоя при всех изученных концентрациях. Наибольшие изменения (снижение в среднем на 30% по сравнению с контролем) наблюдаются при действии концентраций  $10^{-1}\text{--}10^{-3}$  и  $10^{-7}\text{--}10^{-9}$  мг Fe/мл суспензии. При этом микровязкость мембран в области глубоколежащих липидов повышается в случае действия концентраций  $10^{-1}$  и  $10^{-9}$  на 25–40% соответственно. Иная картина наблюдается при длительном (1 сутки) воздействии порошка на эритроциты. В области зонда I микровязкость также снижается при действии концентраций  $10^{-2}$  и  $10^{-5}$  мг/мл, но повышается до 20% в случае дозы  $10^{-9}$  мг/мл. В области аннулярных липидов изменения носят фазный характер, но наибольший эффект отмечается при концентрациях  $10^{-3}$  и  $10^{-7}$  мг железа/мл суспензии мембран – повышение микровязкости на 25% и 20% по отношению к контролю.

Следовательно, нанопорошок железа оказывает влияние на липиды мембран эритроцитов уже через час после воздействия. Увеличение времени инкубации порошка с мембранами не приводит к усилению эффекта. Поэтому мы исследовали влияние порошка железа на микровязкость липосом через час после инкубации (рис. 3). Обнару-

жено, что микровязкость в области зонда 1 увеличена на 20% по сравнению с контролем при концентрациях  $10^{-3}$  и  $10^{-7}$  мг/мл или остается в пределах контроля в остальных случаях. Более сильные изменения параметров выявлены в области зонда 2: увеличение на 40% при добавлении дозы порошка  $10^{-2}$  мг/мл и снижение до 30% в случае действия концентраций  $10^{-7}$ – $10^{-9}$  мг/мл.

Таким образом, результаты исследований свидетельствуют о наличии структурных перестроек в эритроцитарных и липосомальных мембранах, причем обнаруживаются дозозависимые изменения микровязкости под действием порошка железа в обеих областях липидного бислоя, и более эффективно действуют малые концентрации порошка. Можно ожидать, что при использовании металлов в виде порошков необходимо время для их химического растворения и дальнейшего связывания с биолигандами. Однако при проведении модельных опытов по растворимости порошка железа в среде, содержащей глицин, обнаружено, что наблюдается выраженный период индукции, достигающий 12 часов, а к 36-му часу после начала инкубации в раствор переходит лишь около 8% общего количества введенного в систему железа [10]. Согласно другим авторам, наиболее значимыми параметрами, влияющими на скорость перехода катионов металлов в раствор, являются размер частиц и их состав [11]. Показано, что в диапазоне 100–400 нм с уменьшением размера частиц уменьшается количество и скорость перехода катионов меди в раствор.

Полученные нами данные о высокой эффективности высокодисперсного порошка железа на мембраны уже через час после воздействия позволяют предположить, что действующим началом в данном случае являются не ионы железа, а сами наночастицы металла, т.е. уменьшение размера частиц вещества приводит к тому, что его свойства начинают определяться не только и не столько химическим составом, сколько их размером.



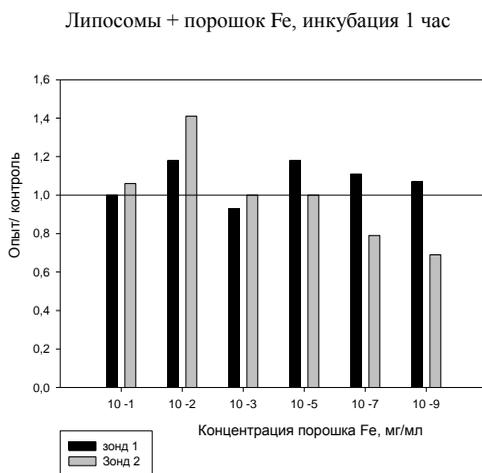
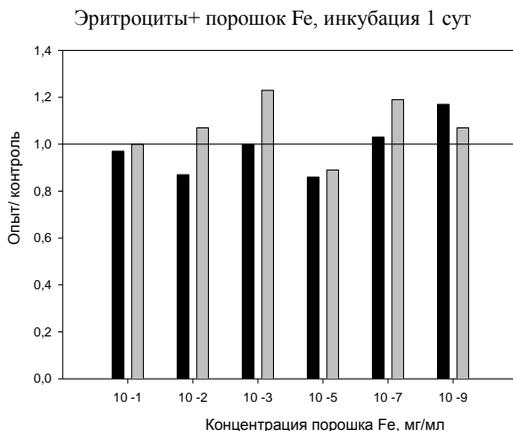


Рис. 3. Относительное изменение микровязкости липидного бислоя в мембранах эритроцитов и липосомах при инкубации с порошком Fe в разных концентрациях

Известно, что уменьшение размера частиц некоторых соединений до нескольких нанометров может изменять цвет, проводимость, механические и другие свойства вещества [12]. Такие резкие изменения свойств веществ в первую очередь связаны с изменением соотношения поверхностных и объемных атомов индивидуальных частиц [13]. Поверхность самого идеального кристалла может считаться большим двумерным или даже объемным дефектом, поверхностные атомы в общем случае находятся на более близких расстояниях друг от

друга, чем атомы в объеме кристаллической решетки, и обладают повышенным запасом энергии. До определенного размера частиц доля этих атомов мала, их вкладом в общие характеристики вещества можно пренебречь. У наночастиц свойства поверхностных атомов становятся определяющими, что и вызывает их высокую активность. Однако избыточная поверхностная энергия заставляет наночастицы слипаться друг с другом, агрегироваться. Кроме того, для наночастиц нет инертной среды, они химически активны, и при взаимодействии с другими веществами часто теряют свои уникальные свойства. Возможно, поэтому мы не обнаружили значительных изменений структурного состояния мембран эритроцитов через сутки после инкубации с нанопорошком железа.

### **Заключение**

Таким образом, нами обнаружено влияние высокодисперсного порошка железа на физико-химическое состояние липидного бислоя мембран эритроцитов и липосомальных мембран в модельных экспериментах. Методом рентгеновского дифракционного анализа установлены характеристики исследуемого порошка и подтверждены его размеры – 30–40 нм. Показано, что действие порошка на биологические и модельные липидные мембраны зависит от концентрации порошка, времени инкубации с мембранами и от структуры мембран. Детальное изучение механизма взаимодействия мембран с кристаллическими наноматериалами будет предметом дальнейших исследований. Это может быть крайне актуальным для разработки методов оценки безопасности наночастиц, учитывая ожидаемое широкое распространение наноматериалов в мировом промышленном производстве, и появление рисков как непосредственного контакта людей с нанодисперсными частицами при получении и переработке, так и в результате их возможного накопления в окружающей среде (воздухе, воде, почве).

Авторы выражают признательность доктору технических наук, профессору, зав. лабораторией порошковых наноматериалов Института металлургии и материаловедения РАН Альмову Михаилу Ивановичу за предоставленный образец порошка железа.

### **БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК**

1. Головин Ю.И. Введение в нанотехнику. // М.: Машиностроение, 2007. - 496 с.
2. Федоров Ю.И., Бурлакова Е.Б., Ольховская И.П. К вопросу о возможности применения мелкодисперсных порошков металлов в качестве биологически активных соединений. // Докл. АН СССР, 1979, Т. 248, № 5. - с. 1277-1281.

3. Фаткуллина Л.Д., Иваненко Г.Ф., Гончаров Л.А. и др. Исследование действия высокодисперсного порошка железа и металлоуглеродных частиц кобальта на структурное состояние мембран эритроцитов мышей. // Сб. научных трудов 12 международной Плесской конференции по магнитным жидкостям.- Плес, Россия, 2006.- с. 340-345.
4. Леонтьева О.Н., Трегубова И.В., Алымов М.И. Синтез ультрадисперсных порошков железа методом гетерофазного взаимодействия. // Физика и химия обработки металлов, 1993, № 5. - с. 156-159.
5. Китайгородский А. И. Рентгеноструктурный анализ мелкокристаллических и аморфных тел.// М.-Л.: Гос. изд. тех.-теор. лит., 1952. – 588 с.
6. Васильев С. Е., Донец Д. Е., Заневский Ю. В. И др. Приборы и техника эксперимента. М.:Наука, 1995. Т.2.- с.172.
7. Архипова Г.В., Бурлакова Е.Б., Кривандин А.В. и др. Рентгеновский дифракционный анализ липосом из природных липидов при добавлении синтетических антиоксидантов. // Нейрохимия, 1996, Т.13. - с.128-132.
8. Бинюков В.И., Борунова С.Ф., Гольдфельд М.Г. и др. Исследование структурных переходов в биологических мембранах методом спинового зонда // Биохимия, 1972. Т. 36. № 6.- с. 1149-1152.
9. Голощапов А.Н., Бурлакова Е.Б. Исследование микровязкости и структурных переходов в липидах и белках клеточных мембран методом спиновых зондов // Биофизика, 1975, Т. 20, вып. 5. - с. 816-821.
10. Глушенко Н.Н., Ольховская И.П., Плетенева Т.В. и др. Биологическое действие высокодисперсных порошков металлов.// Известия АН СССР, сер. биологическая, 1989. № 3. - с. 415-421.
11. Годымчук А.Ю., Мидандер К., Ладова А.А. Поведение нанопорошков меди в синтетической биологической среде.// Материалы 2 Всероссийской конференции по наноматериалам «НАНО 2007», Новосибирск, 2007. - с. 329.
12. Олейников В.А., Суханов А.В., Набиев И.Р. Флуоресцентные полупроводниковые нанокристаллы в биологии и медицине.// Российские нанотехнологии, 2007, Т. 2. № 1-2.- с.160-173.
13. Гусев А.И. Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии. // М.: Физматлит, 2007. - 416 с.

## БИОЛОГИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ КОМПОЗИЦИИ НАНОЧАСТИЦ ЖЕЛЕЗА, ЦИНКА, МЕДИ

**Глущенко Н.Н., Богословская О.А., Байтукалов Т.А.,  
Ольховская И.П., Кисс В.И.\***

Институт энергетических проблем химической физики РАН,  
119334 г. Москва, Ленинский проспект, д.38, корп. 2.

\*Всероссийский институт экспериментальной ветеринарии  
им. Я.Р. Коваленко, 109472, Россия,

г. Москва, Рязанский проспект 24 корп. 1.

Факс: +7(495)1378258. Email: [nnглу@mail.ru](mailto:nnглу@mail.ru)



Глущенко Наталья Николаевна – профессор кафедры фармацевтической и токсикологической химии РУДН, заведующая лабораторией «Проблем воздействия тяжелых металлов на биосистемы» ИНЭП ХФ РАН. В 1990 г. защитила докторскую диссертацию по изучению биологических свойств высокодисперсных металлов. Имеет более 200 публикаций.



Байтукалов Тимур Алиевич окончил РУДН в 2003 г. В 2006 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата химических наук. Имеет 37 публикаций.



Богословская Ольга Александровна окончила МГУ им. М.В. Ломоносова . В 1984 году защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата биологических наук. Работает в ИНЭП ХФ РАН с 1987 г. Имеет более 100 публикаций. В настоящее время является старшим научным сотрудником, к.б.н. ИНЭП ХФ РАН и доцентом каф. фармацевтической и токсикологической химии РУДН.



Ольховская И.П. окончила в 1974 г. факультет молекулярной и химической физики МФТИ. С 1974 г. работала в ИХФ АН СССР, с 1987 г. – в ИНЭП ХФ РАН. Имеет более 60 печатных работ. В настоящее время является старшим научным сотрудником в ИНЭП ХФ РАН.

Известно, что главным условием успешного животноводства является полноценное сбалансированное питание, которое помимо питательных веществ: белков, жиров и углеводов, должно содержать микроэлементы и витамины. Микроэлементы, входящие в состав ферментов, гормонов или выступающие в качестве кофакторов ферментативных процессов, обеспечивают высокий уровень метаболизма, тем самым способствуя интенсивному росту и развитию. Основным ис-

точником микроэлементов для животных являются корма, минеральный состав которых изменяется в широких пределах и подвержен значительным колебаниям в зависимости от биогеохимических факторов среды. Поэтому в рационе кормления наблюдается недостаток одних элементов и избыток других. Кроме того, минеральные вещества кормов слабо усваиваются организмом – порядка 5–30 % в зависимости от элемента. Недостаток микроэлементов в животноводстве, птицеводстве традиционно компенсируют введением в рацион микроэлементов в неорганической форме в виде сульфатов, карбонатов, хлоридов – смеси минеральных солей, которые, как правило, плохо усваиваются, являются агрессивными, могут взаимодействовать друг с другом, катализируют окисление витаминов, белков, жиров, в жесткой воде образуют плохо растворимые карбонаты, которые активно выводятся из организма с экскрементами и т.д. В то же время в структуре органических соединений активность микроэлементов значительно увеличивается по сравнению с ионной формой. В последнее время большое внимание уделяется созданию высокобиоактивных форм микроэлементов в виде комплексов или комплексонов, например, с аминокислотами и этилендиаминаэтантарной, метионинаэтантарной кислотами т.д. В то же время современные нанотехнологии позволяют получать наночастицы различных материалов: белков, полисахаридов, синтетических и природных полимеров, металлов-микроэлементов. Благодаря большой удельной поверхности, наночастицы обладают высокой активностью, а домикронные размеры позволяют легко проникать к мишеням биологического действия. Многолетние исследования биологической активности наночастиц металлов-микроэлементов при введении в организм позволили установить следующие их свойства:

- наночастицы металлов в 7–50 раз менее токсичны, чем металлы в ионной форме,
- наночастицы оказывают пролонгированное действие, благодаря своей способности осуществлять роль депо элементов в организме,
- наночастицы, введенные в биотических дозах, стимулируют обменные процессы в организме,
- наночастицы обладают многофункциональным действием.

Положительный опыт использования наночастиц металлов-микроэлементов был получен при включении наночастиц железа, цинка, меди в качестве источника микроэлементов в премиксы кормов для выращивания цыплят-бройлеров. При выращивании цыплят-бройлеров, в рацион которых введены наночастицы металлов-микроэлементов, происходит повышение продуктивности птицы на 7–15 % и снижение затрат корма на единицу прироста живой массы цыплят на 3–9 %. Показано, что

стимулирующий рост цыплят-бройлеров связан с повышенной биодоступностью микроэлементов при включении в корма наночастиц металлов, с повышенным усвоением микроэлементов из корма и усилением микроэлементного обмена. Избирательного накопления металлов в тканях птиц не обнаружено [1]. Кроме того, наши исследования показали, что наночастицы железа и меди обладают антибактериальной активностью [2, 3]. Эти работы стали предпосылкой к разработке ветеринарных препаратов нового поколения, предназначенные для парентерального введения, в которые, наряду с другими веществами, включены три металламикроэлемента железо, цинк, медь в виде наночастиц (<http://www.ultravet.ru/>). Естественно встает вопрос, какова биологическая активность наночастиц, парентерально введенных в организм животных в композиции: железо, цинк, медь.

#### **Материалы и методы**

Исследования проведены на белых мышах-самцах линии SHK, массой 18–20 г для изучения показателей острой токсичности и массой 10–12 г для изучения влияния композиции наночастиц железа, цинка, меди на рост. В качестве сравнения использовали ферроглюкин-75 (Ferroglycinum–75), содержащий комплекс низкомолекулярного железа с декстрином. Суспензию наночастиц металлов и ферроглюкина-75 вводили внутримышечно в объеме 0,2 мл. Влияние на рост мышей оценивали по изменению массы тела в течение 14 суток – времени интенсивного роста мышей. Определение гемоглобина в крови проводили по общепринятой методике [4]. Концентрацию гемоглобина выражали в г/л.

#### **Результаты и обсуждение**

В настоящее время появляются исследования, которые свидетельствуют о необходимости контроля за структурой наночастиц, изменение которой в результате различных факторов могут привести к потере их биологической активности [5].

На рис. 1 представлена электронная фотография (электронная сканирующая микроскопия) композиции наночастиц железа, цинка, меди, входящей в ветеринарный препарат. Видно, что наночастицы металлов в препарате не образуют равномерную суспензию, и в основной своей массе представляют агрегаты наночастиц, размеры которых достигают  $5 \times 10^{-6}$  мкм.

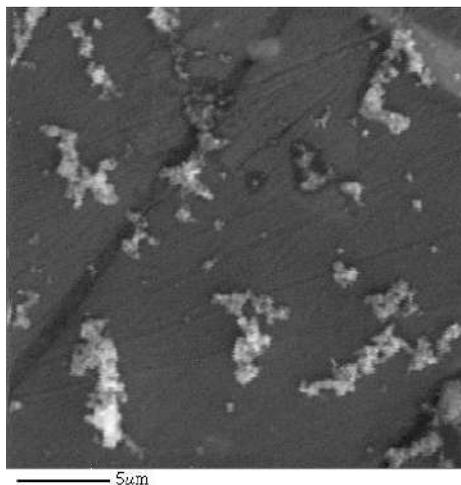


Рис. 1. Электронная фотография композиции наночастиц железа, цинка, меди в ветеринарном препарате

Результаты элементного анализа свидетельствуют о том, что в композиции наночастиц железа, цинк, медь находятся в соотношении 1:1:5.

Исследование показателей острой токсичности композиции наночастиц железа, цинка, меди мы провели по сравнению с показателями токсичности индивидуальных металлов в виде наночастиц. Результаты исследования приведены на рис. 2.

Видно, что наибольшей токсичностью обладают наночастицы меди, меньшей токсичностью обладает композиция наночастиц (железо:цинк:медь), еще меньшей токсичностью обладают наночастицы цинка, самую низкую токсичность проявляют наночастицы железа. Ряд токсичности по мере уменьшения выглядит следующим образом: **Cu > (Fe:Zn:Cu) > Zn > Fe.**

Следовательно, введение наночастиц железа и цинка, обладающих низкой токсичностью по сравнению с наночастицами меди, снижает общую токсичность композиции наночастиц по показателю ЛД<sub>50</sub> в 1,3 раза.

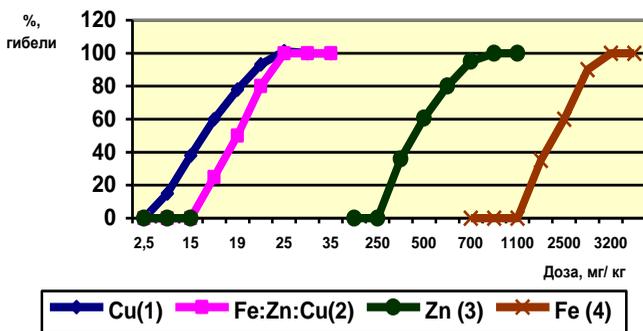


Рис. 2. Кривые гибели экспериментальных животных в зависимости от дозы введенных наночастиц меди, композиции наночастиц (железо:цинк:медь), наночастиц цинка, наночастиц железа

Композиция наночастиц железа, цинка, меди была исследована в качестве стимулятора роста. Оказалось, что однократное внутримышечное введение композиции наночастиц металлов приводит к увеличению скорости роста на 18 % по сравнению с контрольными животными. В тоже время введение ферроглюкина-75 увеличивает скорость роста на 8 %. Однако полученная разница в скорости роста животных при введении композиции наночастиц металлов и ферроглюкина 75 по сравнению с контролем является недостоверной. Такие же недостоверные различия были получены при изучении изменения содержания гемоглобина в крови контрольных животных, при введении ферроглюкина-75 и композиции наночастиц металлов. Однако если введение ферроглюкина-75 приводит к увеличению уровня гемоглобина в крови экспериментальных животных на 3 %, то композиция наночастиц железа, цинка, меди способствует увеличению уровня гемоглобина на 8 % по сравнению с контролем.

Таким образом, при введении композиции наночастиц железа, цинка, меди в соотношении 1:1:5 установлена тенденция в увеличении скорости роста животных и уровня гемоглобина в крови по сравнению с контрольными животными и животными, которым вводили ферроглюкин-75. Дальнейшие исследования будут направлены на поиск оптимального соотношения в композиции железа, цинка, меди в виде наночастиц для решения проблем ветеринарии.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ 06-08-01148 и 07-08-00376.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Способ кормления цыплят. Авторское свидетельство № 1346114 от 24 июля 1984 г. Куренева В.П., Егоров И.А., Федоров Ю.И., Глущенко Н.Н., Фаткуллина Л.Д. // Б.И. № 39.1987.
2. Исследование действия наночастиц железа на рост микробных клеток. Богословская О.А., Глущенко Н.Н., Ольховская И.П., Овсянникова М.Н., Астротина А.Б., Биркина А.И., Фолманис Г.Э. // 12-я Международная Плесская конференция по магнитным жидкостям: Научн. труды. - Плес, 2006. - С. 300-304.
3. Некоторые аспекты действия наночастиц меди. Богословская О.А., Глущенко Н.Н., Ольховская И.П., Овсянникова М.Н., Астротина А.Б., Биркина А.И. // Нанотехнология - технология XXI века: Тез. докл. - Москва, 2006. – С. 95-97.
4. Березов Т.Т., Коровкин Б.Ф. Биологическая химия, М.: Медицина, 1990. – 286 с.
5. Taylor P.L., Ussher A.L., Burrell R.E. Impact of heat on nanocrystalline silver dressings. Part I: Chemical and biological properties // Biomaterials. – 2005. – V. 26(35). – P. 7221-7229.

## НОВЫЕ ПОДХОДЫ К СИНТЕЗУ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ $\text{La}_{1-x}\text{Ag}_y\text{MnO}_{3+\delta}$ ДЛЯ ЛОКАЛЬНОЙ ГИПЕРТЕРМИИ

Маркелова М.Н.<sup>1</sup>, Мельников О.В.<sup>1</sup>, Горбенко О.Ю.<sup>1</sup>, Кауль А.Р.<sup>1</sup>,  
Ацаркин В.А.<sup>2</sup>, Демидов В.В.<sup>2</sup>, Рой Э.<sup>3</sup>, Одинцов Б.М.<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>Московский Государственный Университет имени М.В.Ломоносова  
119991, Москва, Ленинские Горы, д.1, стр.3, Химический факультет.

Факс: (495)9391492. E-mail: [popova@inorg.chem.msu.ru](mailto:popova@inorg.chem.msu.ru)

<sup>2</sup>Институт радиотехники и электроники РАН  
125009, Москва, Моховая, 11, строение 7.

<sup>3</sup>Центр биомедицинской визуализации, Университет Иллинойса,  
Урбана, Иллинойс 61801, США

Использование перегрева живых тканей (гипертермии) в интервале температур 41–44°C позволяет замедлять рост раковых клеток и стимулировать их гибель [1]. Нагрев может быть реализован за счет диссипации энергии в ферромагнитных частицах при воздействии высокочастотного ( $\sim 10^5 \dots \sim 10^6$  Гц) электромагнитного поля. До недавнего времени в качестве ферромагнитного агента предлагались в основном суперпарамагнитные частицы магнетита (superparamagnetic iron oxide - SPIO) с температурой Кюри  $T_c = 585^\circ\text{C}$  [2]. Однако, в случае магнетита возникает сложность точного поддержания температуры. Кроме того, необходимо, чтобы переход от нормальной температуры тканей до указанного диапазона происходил максимально быстро, так как при 39–40°C наблюдается интенсивный рост раковых клеток.

Таким образом, актуальны новые ферромагнитные материалы, которые обеспечивали бы автоматическое поддержание температуры в высокочастотном поле. Легированные манганиты РЗЭ позволяют решить эту проблему [3,4]. В последнее время твердые растворы состава  $\text{La}_{0,8}\text{Ag}_y\text{MnO}_{3+\delta}$  ( $y = 0, 0.05, 0.1, 0.15, 0.2$ ) предлагаются в качестве новых перспективных материалов для локальной гипертермии. Показана возможность гибкого регулирования температуры Кюри  $T_c$  и температуры термостатирования  $T_{\text{стаб}}$  в необходимом для гипертермии диапазоне температур путем варьирования условий синтеза, уровня легирования серебром и кислородной нестехиометрии.

Для выбора оптимального состава, 2 серии твердых растворов  $\text{La}_{0,8}\text{Ag}_y\text{MnO}_{3+\delta}$  ( $y=0, 0.05, 0.1, 0.15$ ) были получены методом химической гомогенизации: при 700°C и при 800°C (в обоих случаях в токе  $\text{O}_2$  при нормальном давлении).

Согласно результатам РФА для обеих серий были получены однофазные образцы с ромбоэдрической перовскитной структурой, пространственная группа  $R\bar{3}c$ . Для этих образцов были рассчитаны параметры приведенной гексагональной ячейки (рис. 1).

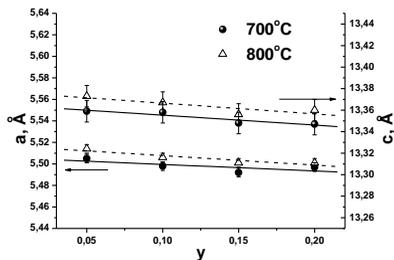


Рис. 1. Изменение параметров элементарной ячейки перовскита с ростом  $y$  для обеих серий полученных керамических образцов

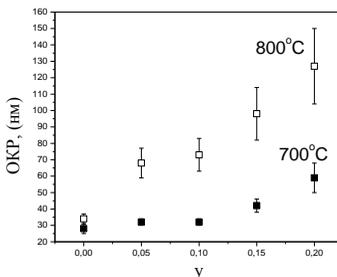


Рис. 2. Зависимость среднего размера областей когерентного рассеяния от уровня допирования  $y$  в двух сериях

Также из рентгеновских данных был рассчитан средний размер областей когерентного рассеяния (ОКР), определенный по формуле Дебая-Шеррера (рис. 2):

$$t = \frac{0,9\lambda}{B \cos \theta_B} \quad (1)$$

где  $t$  – размер ОКР,  $\lambda$  – длина волны рентгеновского излучения,  $\theta_B$  – брегговский угол. Уширение линий  $B$  вычислялось после измерений ширины линий на половине их высоты по формуле:

$$B^2 = B_{\text{образца}}^2 - B_{\text{стандарта}}^2 \quad (2)$$

где  $B_{\text{образца}}$  – измеренная ширина линии на половине ее высоты, а  $B_{\text{стандарта}}$  – ширина линии введенного в образец внутреннего стандарта. В качестве внутреннего стандарта использовали порошок растертого монокристалла германия. Убеждались, что зависимость уширения от брегговского угла линеаризуется во всем диапазоне углов в координатах  $B_{\text{образца}} - \sec \theta_B$ . Размер ОКР возрастает при увеличении температуры синтеза и величины  $y$  в формуле твердого раствора  $\text{La}_{0,8}\text{Ag}_y\text{MnO}_{3+\delta}$ . Увеличение ОКР с повышением температуры синтеза означает улучшение кристаллизации перовскитной фазы. А рост ОКР с увеличением величины допирования серебром ( $y$ ) связано с увеличением диффузионной подвижности в системе.

Величину  $T_c$  определяли по температурной зависимости действительной части динамической магнитной восприимчивости ( $\chi'$ ) исследуемых образцов на резонансной частоте порядка 100 кГц внутри радиочастотной катушки LC-контура, используя высокочастотный генератор на обращенном туннельном диоде. Ферромагнитный переход развивается в интервале температур. Для характеристики перехода определяли точки  $T_B$  и  $T_A$ , смысл которых ясен из рис.3. Полуширина перехода определялась как  $\Delta T_{1/2} \approx (T_A - T_B)$ . В табл. 1 приведены значения параметров, определенных из магнитных экспериментов, для серии изученных образцов.  $T_B$  и  $T_A$  отчетливо возрастают с увеличением  $\gamma$  в обеих сериях образцов. Выраженное уменьшение ширины перехода в серии, синтезированной при 800 °С, коррелирует с ростом ОКР. В серии, синтезированной при 700 °С, где средний размер ОКР меняется мало,  $\Delta T_{1/2}$  не обнаруживает корреляции с ростом  $\gamma$ .

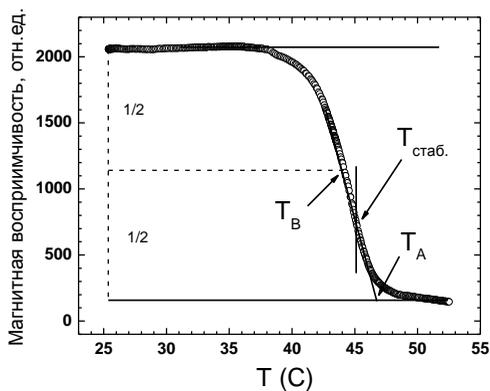


Рис. 3. Температурная зависимость магнитной восприимчивости для образца  $La_{0.8}Ag_{\gamma}MnO_{3+\delta}$  (серия I) в области магнитного перехода

На рис. 4 приведена эволюция температуры суспензий  $La_{0.8}Ag_{\gamma}MnO_{3+\delta}$  (20 мг порошка, 20 мг воды) для двух серий в переменном магнитном поле (частота 800 кГц, амплитуда 10 кА/м). Видно, что температура суспензии за относительно короткое время (порядка 40 с) достигает постоянной температуры  $T_{стаб.}$ , находящейся в интервале между  $T_A$  и  $T_B$ . Увеличение мощности высокочастотного поля не приводит к заметному изменению  $T_{стаб.}$  (рис. 5), но существенно уменьшает время ее достижения. Использование поля амплитудой 7,8 кА/м является недостаточным для эффективного нагрева суспен-

зии, так как скорость теплоотода при этом превышает скорость нагрева. Таким образом, применение частиц манганита лантана-серебра приводит к эффекту термостабилизации.

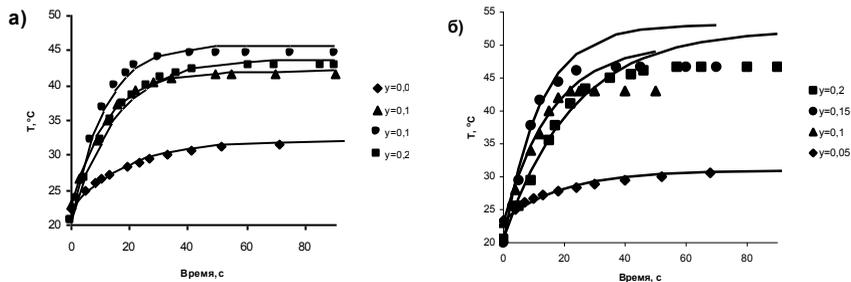


Рис. 4. Временная зависимость температуры водных суспензий  $\text{La}_{0.8}\text{Ag}_\gamma\text{MnO}_{3+\delta}$  для температуры синтеза  $700\text{ }^\circ\text{C}$  (а) и  $800\text{ }^\circ\text{C}$  (б) в переменном высокочастотном магнитном поле ( $H_1=10\text{ кА/м}$ ;  $f = 800\text{ кГц}$ ). Линии изображают аппроксимацию уравнением (1) экспериментальных значений на начальном этапе нагрева.

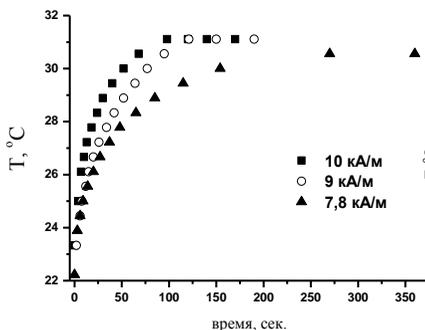


Рис. 5. Зависимость температуры суспензии порошка  $\text{La}_{0.8}\text{Ag}_{0.05}\text{MnO}_{3+\delta}$  при различных мощностях магнитного поля

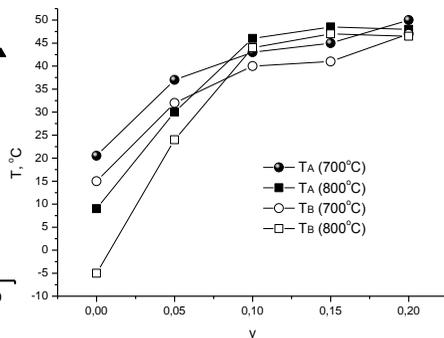


Рис. 6. Зависимость параметров  $T_A$  и  $T_B$  для обеих серий керамических образцов  $\text{La}_{0.8}\text{Ag}_\gamma\text{MnO}_{3+\delta}$

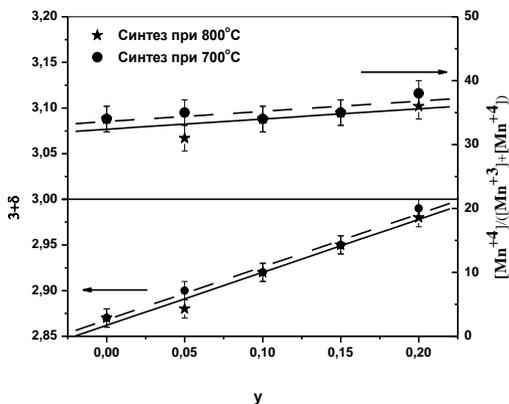


Рис. 7. Изменение индекса кислородной стехиометрии и степени окисления марганца с ростом  $y$  в твердых растворах  $\text{La}_{0.8}\text{Ag}_y\text{MnO}_{3+\delta}$

Сопоставление образцов двух серий  $\text{La}_{0.8}\text{Ag}_y\text{MnO}_{3+\delta}$  (синтез при 700 °С и 800 °С) показывает, что  $T_{\text{стаб}}$  (рис. 4) и  $T_c$  (рис. 6) всех образцов находятся в интервале 20–50°С. В табл. 1 приведены значения этих параметров для серий синтезированных образцов. Увеличение содержания серебра в А-подрешетке приводит к увеличению  $T_c$  и  $T_{\text{стаб}}$ , также как увеличение температуры синтеза. Согласно, данным йодометрического титрования в серии  $\text{La}_{0.8}\text{Ag}_y\text{MnO}_{3+\delta}$  не происходит заметного изменения соотношения  $\text{Mn}^{3+}/\text{Mn}^{4+}$  при одних и тех же условиях синтеза (рис. 7). Рост температуры синтеза от 700°С до 800°С приводит к уменьшению индекса кислородной стехиометрии в среднем на 0.03. Повышение же  $T_c$  с ростом содержания серебра обусловлено увеличением толерантного фактора структуры перовскита при введении катионов  $\text{Ag}^+$  большого радиуса, а не варьированием соотношения  $\text{Mn}^{3+}/\text{Mn}^{4+}$ .

Кинетика изменения температуры суспензии  $T(t)$  (рис. 4) хорошо описывается уравнением

$$T(t) = T_{\infty} - (T_{\infty} - T_0) \exp(-t/\tau) \quad (3)$$

вплоть до  $(T(t) - T_0)/(T_{\infty} - T_0) \leq 0.9$ , где  $T_0$  – исходная температура суспензии. Это отвечает линейной зависимости  $T(t)$  в самом начале процесса нагрева. Рассчитанные значения параметра  $\tau$ , характеризующего скорость нагрева, приведены в табл. 1. Экстраполированное значение установившейся температуры  $T_{\infty}$  превышает  $T_{\text{стаб}}$  (рис. 3), что обусловлено падением поглощенной мощности по мере приближения

к  $T_c$ . Удельная поглощенная мощность высокочастотного поля SAR (specific absorption rate) на 1 г манганита определяется как

$$SAR = (dT/dt)_0 \cdot (c_m + c_p/x) \quad (4)$$

где  $(dT/dt)_0$  - скорость подъема температуры на начальном (линейном) участке;  $x$  - отношение массы магнитного материала (манганита) к массе воды в суспензии,  $c_m = 0.67$  Дж/(г·К) [5] и  $c_p = 4.18$  Дж/(г·К) – удельные теплоемкости манганита и воды, соответственно. Отметим, что в литературе иногда используется величина SAR, нормированная на 1 г магнитных ионов (в данном случае –  $Mn^{4+}$  и  $Mn^{3+}$ ). Для перехода к такой нормировке следует значения SAR, приведенные в табл. 1, умножить на 4.1.

Характер зависимости  $\tau$  и SAR от  $y$  одинаков в обеих сериях образцов (см. таблицу). Величина SAR существенно изменяется в ряду исследуемых составов, причем максимальное значение, отвечающее  $y = 0.15$ , уже достаточно для применения в гипертермии [6, 7].

Таким образом, нами предложены новые перспективные ферромагнитные материалы, перовскитные твердые растворы  $La_{0.8}Ag_yMnO_{3+\delta}$ , обладающие способностью термостатировать окружающую водную среду в высокочастотном магнитном поле. Варьирование уровня легирования серебром позволяет эффективно управлять температурой термостатирования  $T_{стаб}$ , которая достигается за короткое время. Эти свойства могут быть использованы в локальной гипертермии.

Состав, условия синтеза и свойства полученных порошков для гипертермии

Состав	$T_{\text{синтеза}}$ , °C	$T_A / \Delta T_{1/2}$ , °C	$T_B / \Delta T_{1/2}$ , °C	$T_{\text{стаб}}$ , °C	$\tau$ , с	SAR, Вт/г
$La_{0.8}Ag_{0.05}MnO_{2.9}$	700	37 / 32 / 5		32	19	2.6
$La_{0.8}Ag_{0.1}MnO_{2.92}$		43 / 40 / 3		42	12	8
$La_{0.8}Ag_{0.15}MnO_{2.95}$		45 / 41 / 4		44	11	11
$La_{0.8}Ag_{0.2}MnO_{2.99}$		47 / 42 / 5		43	15	7.5
$La_{0.8}Ag_{0.05}MnO_{2.88}$	800	31 / 24 / 7		30	20	1.8
$La_{0.8}Ag_{0.1}MnO_{2.92}$		46 / 43 / 3		43	16	6
$La_{0.8}Ag_{0.15}MnO_{2.95}$		48 / 47 / 1		47	12	11
$La_{0.8}Ag_{0.2}MnO_{2.98}$		48 / 47 / 1		47	23	6

Работа была частично поддержана грантами HFSP (RGP47/2007) и РФФИ (№ 07-03-01019а, 07-02-91567-ННИО-а и 08-02-00040).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Баллюзек Ф.В., Морозова С.И., Определяков Г.А., Контролируемая лечебная гипертермия. 2004, Санкт-Петербург, Росток.
2. Jordan A., Scholz R., Wust P., Schirra H., Schiestel T., Schmidt H., Felix R., Endocytosis of dextran and silan-coated magnetite nanoparticles and the effect of intracellular hyperthermia on human mammary carcinoma cells in vitro, *J. Mag. Mag. Mat.*, 1999, 194, p. 185-196.
3. Kuznetsov O.A., Sorokina O.N., Leontiev V.G., Shlyakhtin O.A., Kovarski A.L., Kuznetsov A.A., ESR study of thermal demagnetization processes in ferromagnetic nanoparticles with Curie temperature between 40 and 60°C, *J. Mag. Mag. Mat.*, 2007, 311, p. 204-207.
4. Мельников О.В., Попова М.Н., Горбенко О.Ю., Кауль А.Р., Ацаркин В.А., Получение магнитных наночастиц  $\text{La}_{0.8}\text{Ag}_{0.15}\text{MnO}_{3+\delta}$  для локальной гипертермии, 12-я Международная Плеская конференция по магнитным жидкостям, 2006, 30 августа-2 сентября, Плес, Россия, сб. трудов, с. 327-331.
5. Гамзатов А.Г., Абдулвагидов Ш.Б., Алиев А.М., Батдалов А.Б., Мельников О.В., Горбенко О.Ю., Письма в ЖЭТФ, 2007, 86, с. 393-396.
6. Kuznetsov A.A., Leontiev V.G., Brukvin V.A., Vorozhtsov G.N., Kogan B.Y., Shlyakhtin O.A., Yunin A.M., Tsybin O.I., Kuznetsov O.A., Local radiofrequency-induced hyperthermia using CuNi nanoparticles with therapeutically suitable Curie temperature, *J. Mag. Mag. Mat.*, 2007, 311, p. 197-203.
7. Pollert E., Knížek K., Maryško M., Kašpar P., Vasseur S., Duguet E., New  $T_c$ -tuned magnetic nanoparticles for self-controlled hyperthermia, *J. Mag. Mag. Mat.*, 2007, 316, p. 122-125.

## ВЛИЯНИЕ СИЛЬНОГО ПРОДОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РАСПАД ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПЛЕНКИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ ВНУТРИ КАПИЛЛЯРА

**Кажан В.А.**

**Московский Государственный Университет Природообустройства**  
127550 Москва, ул. Прянишникова, 19, [E-mail: mathem@msuee.ru](mailto:mathem@msuee.ru)

**Коровин В.М.**

Институт механики МГУ им. М.В. Ломоносова  
119192 Москва, Мичуринский просп., 1, [E-mail: korovin@imec.msu.ru](mailto:korovin@imec.msu.ru)

Из экспериментов известно (см., например, [1]-[4]), что при вытеснении газом жидкости, заполняющей прямолинейную цилиндрическую капиллярную трубку со смачиваемой поверхностью, позади движущегося мениска, "выталкивающего" находящийся перед ним жидкий столбик к открытому концу трубки, на стенке остается слой жидкости. Обработка экспериментальных данных показала [1], [2], что относительный объем остающейся жидкости является функцией капиллярного числа. Под действием капиллярных сил, стремящихся минимизировать площадь искривленной поверхности раздела жидкость – газ, из оставшейся на стенке жидкости формируется стационарная устойчивая конфигурация, отличная от пленки с цилиндрической свободной поверхностью. В ходе такой перестройки влияние силы тяжести пренебрежимо мало.

В имеющихся работах (см., например, приведенную в [5] библиографию) исследование процесса трансформации остающегося в трубке объема жидкости в стационарную конфигурацию проводится в рамках задачи о капиллярной неустойчивости пленки постоянной толщины, окружающей заполненную газом цилиндрическую полость. Предполагается, что давление в газе постоянно, а жидкость в начальный момент времени неподвижна. При этом выделяют два предельных режима развития капиллярной неустойчивости – вязкий, когда силы инерции пренебрежимо малы по сравнению с силами вязкости, и инерционный, когда реализуется противоположная ситуация. В прикладном аспекте бóльший интерес представляет вязкий режим.

Главным фактором, определяющим структуру конечной устойчивой жидкой конфигурации, является относительная толщина исходной цилиндрической пленки  $\xi = \delta / (a + \delta)$ , где  $\delta$  – толщина пленки, а  $a$  – радиус ее свободной поверхности. Из численного решения нелинейной осесимметричной задачи о капиллярной неустойчивости ци-

линдрической пленки вязкой жидкости [6] найдено критическое значение  $\xi_* = 0.12$ .

В случае  $\xi < \xi_*$  на внутренней поверхности трубки образуется периодическая последовательность продолговатых капель кольцевого поперечного сечения. Свободная поверхность жидкости является границей осесимметричной газовой полости, тянущейся по всей длине трубки. В пределах одной капли ширина кольца изменяется в осевом направлении, достигая максимума в середине капли. Численно найденная форма капли симметрична относительно плоскости, проведенной нормально к оси трубки и содержащей эти точки максимума.

Если же  $\xi > \xi_*$ , то вместо капель образуется периодическая последовательность перекрывающих сечение трубки поперечных жидких мостиков, центральные части которых имеют форму двояковогнутой линзы. Эти мостики разделяются между собой газовыми пузырьками. Эксперименты [6] подтвердили результаты численного моделирования. Согласно экспериментальным данным  $\xi_* = 0.09$ .

В данной работе на базе уравнений феррогидродинамики [7] исследовано влияние магнитных сил на вязкий режим распада пленки магнитной жидкости, покрывающей внутреннюю поверхность капиллярной трубки из немагнитивающегося материала, находящейся в сильном продольном магнитном поле. Изучен случай  $\xi \ll 1$ , когда в отсутствие поля происходит распад пленки на капли.

Введем цилиндрическую систему координат  $r, \vartheta, z$  с осью  $z$ , являющейся осью капилляра. Обозначим через  $\mathbf{a}_r, \mathbf{a}_\vartheta, \mathbf{a}_z$  единичные векторы вдоль соответствующих координатных линий. Пусть  $c$  – радиус капилляра,  $t$  – время, а поверхность вращения  $r = R(z, t) < c$  – граница пленки с покоящимся газом. Обозначим  $\mathbf{H}_j(r, z, t) = \mathbf{a}_r \partial \Phi_j / \partial r + \mathbf{a}_z \partial \Phi_j / \partial z$ ,  $j = 1, 2, 3$  магнитное поле соответственно в пленке ( $j = 1$ ), в газе, содержащемся внутри капилляра ( $j = 2$ ), и во внешней по отношению к пленке области ( $r > c, -\infty < z < +\infty$ ), занимаемой немагнитивающейся стенкой капилляра и окружающим капилляр газом ( $j = 3$ ). Пусть  $\mathbf{M}(r, z, t) = (M_r, 0, M_z)$  – вектор намагнитченности жидкости.

Рассматривается случай сильного поля, под действием которого жидкость намагничена до насыщения:  $\mathbf{M} = M_s \mathbf{H}_1 / H_1$ ,

$H_1 = \sqrt{H_{1r}^2 + H_{1z}^2}$ , где  $M_s$  – величина намагниченности насыщения.

Вследствие соленоидальности векторов индукции  $\mathbf{B}_1 = \mu_0(\mathbf{H}_1 + \mathbf{M})$ ,  $\mathbf{B}_j = \mu_0 \mathbf{H}_j$ ,  $j = 2, 3$ ,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гм}^{-1}$ , распределения потенциалов магнитных полей описываются уравнениями

$$\begin{aligned} \Delta \Phi_j = 0, \quad j = 2, 3; \quad & |grad \Phi_1| (M_s + |grad \Phi_1|) \Delta \Phi_1 - \\ & - M_s \left( \frac{\partial}{\partial r} |grad \Phi_1| \frac{\partial \Phi_1}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} |grad \Phi_1| \frac{\partial \Phi_1}{\partial z} \right) = 0 \end{aligned} \quad (1)$$

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}; \quad grad = \frac{\partial}{\partial r} \mathbf{a}_r + \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{a}_z$$

Краевые условия на границах контакта сред с различными магнитными свойствами, выражающие непрерывность тангенциальных компонент вектора магнитного поля и нормальных компонент вектора индукции, имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \text{при } r = R(z, t): \quad \Phi_1 = \Phi_2, \quad & (M_s + |grad \Phi_1|) \left( \frac{\partial \Phi_1}{\partial r} - \frac{\partial R}{\partial z} \frac{\partial \Phi_1}{\partial z} \right) = \\ & = |grad \Phi_1| \left( \frac{\partial \Phi_2}{\partial r} - \frac{\partial R}{\partial z} \frac{\partial \Phi_2}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (2)$$

$$\text{при } r = c: \quad \Phi_1 = \Phi_3, \quad (M_s + |grad \Phi_1|) \frac{\partial \Phi_1}{\partial r} = |grad \Phi_1| \frac{\partial \Phi_3}{\partial r} \quad (3)$$

Создаваемое внешними устройствами магнитное поле вдали от пленки однородно:

$$\text{при } r/c \rightarrow \infty: \quad grad \Phi_3 \rightarrow H_0 \mathbf{a}_z \quad (4)$$

Будем считать, что в начальный момент времени пленка имеет постоянную толщину  $\delta = c - a$ , где  $a = R(z, 0) = const$ . При такой геометрии пленки задача (1) – (4) имеет очевидное решение:

$$\Phi_j^0 = H_0 z, \quad j = 1, 2, 3.$$

С течением времени жидкая пленка постоянной толщины неизбежно деформируется под действием капиллярных сил, обязанных своим происхождением кривизне свободной поверхности. Изменение формы свободной поверхности магнитной жидкости вызывает иска-

жение однородного приложенного магнитного поля  $\mathbf{H}_0 = H_0 \mathbf{a}_z$ , в результате чего возникают объемные магнитные силы.

Обозначим через  $\zeta(z, t)$  отклонение свободной поверхности магнитной жидкости от исходной цилиндрической формы  $r = a$ . Положим  $R(z, t) = a + \zeta(z, t)$ ,  $\Phi_j = \Phi_j^0 + \varphi_j$ , где функции  $\varphi_j(r, z, t)$ ,  $j = 1, 2, 3$ , представляют потенциалы возмущений магнитных полей  $\mathbf{h}_j = \text{grad} \varphi_j$  в соответствующих областях. На начальной стадии развития неустойчивости, когда  $H_0^{-1} h_j \ll 1$ , расчет возмущений поля в случае  $\gamma = \delta/a \ll 1$  сводится к решению задачи:

$$\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi_1}{\partial r} + \frac{1}{1 + \beta} \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial z^2} = 0, \quad \beta = \frac{M_s}{H_0} \quad (5)$$

$$\Delta \varphi_l = 0, \quad l = 2, 3; \quad \text{при } r/c \rightarrow \infty: \quad \text{grad} \varphi_3 \rightarrow 0 \quad (6)$$

$$\text{при } r = a: \quad \varphi_1 = \varphi_2, \quad (1 + \beta) \frac{\partial \varphi_1}{\partial r} - \frac{\partial \varphi_2}{\partial r} = M_s \frac{\partial \zeta}{\partial z} \quad (7)$$

$$\text{при } r = c: \quad \varphi_1 = \varphi_3, \quad (1 + \beta) \frac{\partial \varphi_1}{\partial r} = \frac{\partial \varphi_3}{\partial r} \quad (8)$$

Магнитные силы, возникающие в феррожидкости, находящейся в неоднородном магнитном поле, оказывают, естественно, влияние на динамику капиллярного распада пленки. Обозначим через  $\rho, \eta, \alpha$ , соответственно, плотность магнитной жидкости, ее коэффициент динамической вязкости и коэффициент поверхностного натяжения. Введем [5] число Онезорге  $Oh = \eta(\rho \alpha a)^{-1/2}$  и параметр магнитнокапиллярного взаимодействия  $Mc = a \mu_0 \alpha^{-1} M_s^2$ . Асимптотический анализ и последующее упрощение поставленной в рамках нелинейной системы уравнений феррогидродинамики краевой задачи о капиллярной неустойчивости цилиндрической пленки намагниченной до насыщения феррожидкости (подобный проведенным в работе [8]) показывают, что при  $\gamma \ll 1$ ,  $|\zeta|/\delta \ll 1$ ,  $Oh^2 \gg \gamma^5$ ,  $Mc \sim 1$  эволюция малого возмущения формы свободной поверхности пленки  $\zeta(z, t)$ , подверженной воздействию капиллярных и магнитных сил, описывается уравнением

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\alpha \delta^3}{3\eta a^2} \left( \frac{\partial^2 \zeta}{\partial z^2} + a^2 \frac{\partial^4 \zeta}{\partial z^4} - \frac{\mu_0 a^2}{\alpha} M_s \frac{\partial^3 \varphi_1}{\partial z^3} \Big|_{r=a} \right) = 0 \quad (9)$$

В случае плоских слоев магнитных жидкостей аналогичные (9) уравнения с учетом силы тяжести ранее были получены в [9,10].

Разыскивая решение задачи (5) – (9) в виде, пропорциональном множителю  $\exp[i(kz - \omega t)]$ , в случае сильного магнитного поля, обеспечивающего выполнение условия  $\beta = M_s/H_0 \ll 1$ , приходим к дисперсионному уравнению

$$\omega = \frac{i\alpha\delta^3}{3\eta a^2} k^2 \left\{ 1 - (ka)^2 [1 + Mc I_0(ka) K_0(ka)] \right\}, \quad (10)$$

где  $i$  – мнимая единица, а  $I_0(ka)$ ,  $K_0(ka)$  – модифицированные функции Бесселя первого и второго рода [11].

При действительных  $k \neq 0$  функция  $\omega(k)$  является чисто мнимой (за исключением особого случая, когда в дисперсионном уравнении выражение в фигурных скобках обращается в нуль). Ввиду этого рассматриваемые частные решения задачи (5)–(9) либо экспоненциально растут по времени (при  $\text{Im } \omega > 0$ ), либо экспоненциально затухают (при  $\text{Im } \omega < 0$ ).

Значению  $Mc = 0$  соответствует случай классической неустойчивости Плато-Рэлея [12], когда неустойчивыми являются моды с длинами волн  $\lambda = 2\pi/k$ , превышающими длину внешней границы кольца, представляющего поперечное сечение невозмущенной цилиндрической пленки, т.е. моды с  $ka < 1$ .

Анализ дисперсионного уравнения показывает, что магнитные силы стабилизируют некоторый диапазон мод с безразмерными волновыми числами  $ka$ , лежащими при  $Mc = 0$  в рэлеевской области неустойчивости. Что же касается длинноволнового предела, то моды с  $ka \rightarrow 0$  остаются неустойчивыми при любой величине  $Mc$ . В самом деле, согласно [11] при  $ka \rightarrow 0$  имеем  $I_0(ka)K_0(ka) \sim -\ln ka$ , так что в случае  $ka \ll 1$  при конечном  $Mc$  имеем  $\text{Im } \omega > 0$ .

Из экспериментов по капиллярному распаду пленок немагнитных жидкостей внутри цилиндрических трубок известно [3], что наиболее быстро растущая мода (с длиной волны  $\lambda_m^0 = 2\sqrt{2}\pi a$ ) определяет характерный объем  $V \sim 2\pi c \lambda_m^0 \delta$  капель, образующихся на финальной стадии развития капиллярной неустойчивости.

При заданном  $Mc$  волновое число  $k_m$  наиболее быстро растущей моды находится из уравнения

$$\frac{d}{dk} \frac{1}{\omega_i} \Big|_{k=k_m} = 0, \quad \omega_i = \text{Im } \omega. \quad (11)$$

Это уравнение с учетом (10) определяет длину волны  $\lambda_m = 2\pi k_m^{-1}$  наиболее быстро растущей моды в виде неявной функции от  $Mc$ . Путем аппроксимации функции  $\lambda_m(Mc)$  тремя первыми членами ее ряда Тейлора получено выражение

$$\lambda_m(Mc) = \lambda_m^0 (1 + 0.29Mc + 0.04Mc^2)$$

При  $Mc \leq 4$  максимальная относительная погрешность этой формулы по сравнению с численным решением уравнения (11) не превышает 3%.

Таким образом, при достаточно больших  $Mc$  происходит существенное увеличение характерного объема капель, образующихся на финальной стадии развития капиллярной неустойчивости пленки.

Работа выполнена при поддержке одного из соавторов (В.М.Коровина) Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 08-01-00026).

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Fairbrother F., Stubbs A.E. Study in electroendosmosis. Pt. IV. The "bubble-tube" method of measurement // J. Chem. Soc. 1935. Vol.1. P. 527-529.
2. Taylor G.I. Deposition of a viscous fluid on the wall of a tube // J. Fluid Mech. 1961. Vol.10. P. 161-165.
3. Goren S. The instability of an annular thread of fluid // J. Fluid Mech. 1962. Vol.12. Pt.2. P. 309-319.
4. Goldsmith H.L., Mason S.G. The flow of suspensions through tubes. II. Single large bubbles // J. Colloid Sci. 1963. Vol.18. N 3. P. 237-261.
5. Middleman S. Modeling Axisymmetric Flows. Dynamics of Films, Jets, and Drops. San Diego: Academic Press. 1995. 299 p.
6. Gauglitz P.A., Radke C.J. An extended evolution equation for liquid film breakup in cylindrical capillaries // Chem. Eng. Sci. 1988. Vol.43. N 7. P. 1457-1465.
7. Берковский Б.М., Медведев В.Ф., Краков М.С. Магнитные жидкости. М.: Химия. 1989. 239 с.
8. Коровин В.М. Капиллярный распад цилиндрической пленки феррожидкости, намагниченной до насыщения осевым магнитным полем // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып.5. С. 22-28.
9. Коровин В.М. Неустойчивость и распад тонкого слоя вязкой магнитной жидкости в наклонном магнитном поле // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып.10. С.14-22.
10. Korovin V.M., Kubasov A.A. Tangential magnetic field induced structure in a thin layer of viscous magnetic fluid when developing Rayleigh – Taylor instability // JMMM. 1999. Vol.202. P 547-553.
11. Справочник по специальным функциям. Под ред. М.Абрамовица, И.Стиган. М.: Мир. 1979. 830 с.
12. Lord Rayleigh. On the instability of cylindrical fluid surfaces. Scientific Papers. 1902. Vol.3. P. 594-596. Cambridge University Press.

## МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕРМОХИМИОТЕРАПИЯ ЗЛОКАЧЕСТВЕННЫХ ОПУХОЛЕЙ МАГНИТОУПРАВЛЯЕМОМИ НАНОПРЕПАРАТАМИ В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ОНКОЛОГИИ

Брусенцов Н.А.<sup>1,2</sup>, Полянский В.А.<sup>1</sup>, Брусенцова Т.Н.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт Механики МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва,  
([brusentsov2005@yandex.ru](mailto:brusentsov2005@yandex.ru));

<sup>2</sup>ГУ Российский онкологический научный центр  
им. Н.Н. Блохина РАМН, 115478, Москва;

<sup>3</sup>Центр естественнонаучных исследований Института общей Физики  
им. А.М. Прохорова РАН, Москва.

Гипертермия применяется в онкологии для воздействия на опухоли с недостаточным кровоснабжением, на которые не удаётся адекватно воздействовать лекарственной или лучевой терапией. Клетки этих опухолей испытывают недостаток кислорода, а гипертермия повышает чувствительность гипоксических клеток в два раза и более к любому дополнительному воздействию. Избыток глюкозы окисляется раковыми клетками до молочной кислоты. При интенсивном гликолизе происходит накопление молочной кислоты и подкисление среды в опухоли и в непосредственно прилегающих к ней тканях, что и приводит к повышению чувствительности опухоли к терапии. Терапия глюкозой зачастую проводится в сочетании с блокаторами водородного насоса в сочетании с гипоксией. При сочетании гипергликемии и гипертермии создаются идеальные условия для тотальной гибели раковых клеток. Комбинированное лечение **рака часто** включает хирургическое удаление части или всего органа, химиотерапию, лучевую терапию [1–97]. Вид терапии зависит от прогностических факторов, к которым относятся: размер первичной опухоли; состояние регионарных лимфатических узлов; наличие отдаленных метастазов; степень дифференцировки; рецепторный статус. Объем оперативного вмешательства зависит от стадии заболевания и, по возможности, проводится органосохраняющее лечение. Гормонотерапия эффективна лишь в 50% случаев, т.к. не все виды рака чувствительны к данному лечению. Химиотерапию теперь связывают не только с морфологическими, но и генетическими особенностями раковых клеток. Прицельная терапия, учитывает цитогенетический статус пациента, а также применение высокотехнологичных вариантов всех видов терапии, это повышает качество лечения на фоне снижения возможных осложнений. Раннее обна-

ружение рака повышает результаты индивидуального лечения. От максимально переносимых для данного пациента способов, сегодня переходят к использованию максимально эффективных способов [1]. Разработка нового способа терапии злокачественных опухолей сложна [2–17]. Обычно она начинается с открытия новых классов диагностических и противоопухолевых препаратов [2, 3, 6, 14–16], факторов [6] и устройств [4, 8, 11], 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 распространение опухолевых клеток в организме больного, при внутриартериальном регионарном введении – эффективность лекарственной терапии злокачественных опухолей возрастает [36]. Поэтому всё чаще используют комбинации хирургических, лучевых, химио-, физио- и биотерапевтических методов с другими способами воздействия [2–97]. Химиотерапия [36, 93], рентгенотерапия (РТ) [5, 6, 75, 85, 86] и фотодинамическая терапия (ФДТ) [37] применяются теперь в комбинации 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  $+42,4^{\circ}\text{C}$  [4]. При этой температуре многие опухолевые клетки выживают [3, 52, 83]. Гипертермия в сочетании со снижением метаболизма, рН и гипергликемией, приводят 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  $+43^{\circ}\text{C}$  [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, возрастала от 10 до 30% по сравнению с контрольными группами (без ОГ) [38, 81]. При регионарной гипертермии (РГ) 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 (РГ) при опухолях наружной локализации обычно составляет: 42–46 °С внутри опухоли в течение 1–2 ч.

Непосредственно гипертермия индуцирует первичные обратимые эффекты в клетках и тканях [83]. Без дополнительных терапевтических воздействий ГТ, малоэффективна при любых способах ее создания (горячая вода или воздух, ВЧ-, УВЧ-, СВЧ-, ультразвуковые и лазерные излучения). Через несколько минут после ГТ опухолевые клетки экспрессируют белки теплового шока, индуцирующие термическую устойчивость клеток [52, 77]. ГТ изменяет активность регуляторных белков, киназ или циклинов; это приводит к нарушениям клеточного цикла и может индуцировать апоптоз [52, 53, 62, 79, 83, 84, 88]. Как показано *in vitro*, в процессе ГТ денатурируются поверхностные клеточные рецепторы опухолевых клеток, такие клетки легче распознаются иммунной системой хозяина и инактивируются клетками-киллерами [77]. Действие ГТ на опухолевые ткани *in vivo* сопровождается выраженными изменениями: микроваскуляции, кровотока и энергетического состояния кислорода [82]. Комбинированное действие РТ и ГТ на внутриклеточные биомолекулы связывают 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, превышающей 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 магни-

тогидродинамической термохимиотерапией злокачественных опухолей (МТ) [5, 16, 17].

Фундаментальными работами, лежащими в основе способа МТ, являются статьи, 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 в теплоту, [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, предусмотрен мониторинг температуры с помощью термисторов, оптоволоконных сенсоров или термодатчиков, 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. Одновременно, пограничные эффекты, проявляющиеся между костной и мышечной тканями, являются причиной, по которой рак головного мозга до сих пор лечат только с применением РГ, включающей трепанацию черепа.

Минимальная температура +43 °С, 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  $T_C$ . 43–46 °С [12, 14, 28], в качестве магнитного носителя используют наночастицы магнетита ( $Fe_3O_4$ ,  $T_C$  585 °С и  $\gamma$ - $Fe_2O_3$ ), покрытые декстраном  $(C_6H_{10}O_5)_q-(C_6H_9O_5)_r(\gamma-Fe_2O_3)_p(Fe_3O_4)_n$ , 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 °С 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 отдельных 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 °С. 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 °С, при которых проводится РГ [16].

Учитывая многообразие и сложность проблем, возникающих при проведении магнитогидродинамической термохимиотерапии злокачественных 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. При регионарной магнитожидкостной термохимиотерапии (частота 0,88 МГц, индукция 9,3 кА/м, мощность 0,15 кВт), температура поверхности кожи, покрывающей опухоль, была  $+44 \pm 1$  °С, в центре опухоли температура достигала 46 °С, клетки в этом районе опухоли были некротизированы. Однако, после трех сеансов термохимиотерапии на гистологических препаратах опухолей, обнаруживались отдельные, неокрашенные трипановым синим (выжившие) опухолевые клетки. Они располагались по периферии опухолей и по поверхности крупных сосудов, внутри опухолей. Выжившие опухолевые клетки в дальнейшем образовали метастазы в подкожной клетчатке и в регионарных лимфатических узлах. После девяти сеансов термохимиотерапии на гистологических препаратах опухолей, не обнаруживались выжившие опухолевые клетки. Интра-туморальное введение смеси зольей декстранферрита (ДФ) и алкрана (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 обнаружении с помощью ЯМР-томографа 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]. 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 МТ 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 ферритмагнетиков 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, защищенных 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].

На частоте 0,12 МГц Различия в свойствах низкочастотного и высокочастотного ЭМП связаны с частотными зависимостями двух его составляющих: энергия электрической составляющей (E-field) увеличивается с повышением частоты поля, энергия магнитной составляющей (H-field) при этом уменьшается. На низких частотах ЭМП, когда электрическая составляющая ещё мала, нагреваются ферромагнетики, на высоких частотах, электрическая составляющая индуцирует токи в воде. Млекопитающие, находящиеся в ЭМП, подвержены токсическому действию на частоте 0,88 МГц, индукция 7,5–40 кА/м, 0,15 – 10 кВт. Кожа млекопитающих выполняет, в данном случае, роль пластины конденсатора. Электрическое поле индуцирует электрические заряды на коже экспериментальных животных. Электрические заряды генерируют искровые электрические разряды (пробой обкладки конденсатора), которые обладают высокой токсичностью и калечат экспериментальных животных. Поэтому 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, и которая выполняет его функции.

Действие МТ на опухолевые клетки многопланово:

- опухолевые клетки нагреваются до +46 °С, коагулируют белки и плавятся мембранные липиды, одновременно цепи ДНК опухолевых клеток сшиваются алкилирующими средствами;
- 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].

**1.1. При МТ многие клеточные биомолекулы изменяются значительно раньше и сильнее, чем ДНК. Особенно чувствительны к действию МТ 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 декстранферрит, 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 эндоцитируются 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  $\text{Fe}(\text{OH})_2$ , которые могут служить депо-формами железа [2, 3]. При нагревании магнитолипосомы в опухолевых тканях, их оболочка разрушается, противоопухолевые препараты вытекают 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 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 МТ на месте опухоли остаются продукты некроза, опухолевые клетки и обработанные 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  $^{99m}\text{Tc}$  [46] иоддезоксифуридин (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 удалением большей части первичной опухоли в организме млекопитающих обычно начинается процесс метастазирования. Для предупреждения развития этого процесса внутрисосудисто вводят профилактические дозы противоопухолевых средств. Метастазы, по мере их обнаружения, уничтожают, введением цитостатических средств. Для повышения иммунитета применяют биотерапевтические лекарственные средства, например, адъювант ВСГ и противоопухолевые вакцины [97]. Препараты, повышающие специфическую противоопухолевую устойчивость организма, используют наряду с магнитоуправляемыми противоопухолевыми препаратами до полной ремиссии опухолей.

**1.2. 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 успешного применения МТ 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, сенсбилизацией опухолевых тканей [24, 35, 40, 41, 65] и при МТ [86–90].

Магнетогидродинамическая термохимиотерапия (МТ) злокачественных опухолей является новым и эффективным способом при лечении онкологических заболеваний млекопитающих в эксперименте. Знание молекулярно-биологических механизмов и принципов МТ позволяет рационально совершенствовать методику проведения экспери-

мента и усилить терапевтический эффект, который проявляется в полной ремиссии опухолей и увеличении продолжительности жизни экспериментальных животных.

Работа поддержана РФФИ No. 08-01-00026, 07-01-00026, 96 WFA0100119, 07-04-92001-ННС\_a.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Энциклопедия клиническая онкология. Главный ред. Давыдов М.И. Москва, РЛС-2004.
2. Н.А. Брусенцов, Ж. Всес. Хим. О. им. Д.И. Менделеева 32(5), 562 - 569 (1987).
3. Н.А. Брусенцов, В.В. Лыков, Ж. Всес. Хим. О. им. Д.И. Менделеева 34(5), 566 - 572 (1989).
4. Н.А. Брусенцов, Ж. Всес. Хим. О. им. Д.И. Менделеева 35(6), 759 - 766 (1990).
5. P. Wust, J. Nadobny, R. Felix, in: Medical Radiology, Principles and Practice of Thermoradiotherapy and Thermochemotherapy, Seegenschmiedt, МН, Fessenden, P, Vernon, С.С. (Eds), Berlin, Springer, (1995), pp. 219 - 251.
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. N.A. Brusentsov, V.N. Nikiforov, T.N. Brusentsova, et al., Moscow international symposium on magnetism, Books of Abstracts, Moscow (2005), pp. 645, 646.
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 плесской конф. по магнитным 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 плесской конференции по магнитным 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, М.В. Лукашевич, Хим.-Фарм. Ж. 30(10), 48 - 53 (1996).
28. A.A. 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. № 6, (1999).
40. A.I. Autenshlyus, N.A. Brusentsov, A. Lockshin, J. Magn. Magn. Mater. 122, 360 - 363, (1993).
41. 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.
42. 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.
43. N.A. Brusentsov, V.V. Gogosov, T.N. Brusentsova, et al., J. Magn. Magn. Mater., 225(1-3), 113 - 117 (2001).
44. N. A. Brusentsov, E.Yu. Filinova, T.N. Brusentsova, et al., Magnetohydrodynamics, 38(4), 399 - 408 (2002).
45. 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.
46. N. A. Brusentsov, L. Kh. Komissarova, A. A. Kuznetsov, et al., Fourth Int. Conf. on the Scientific and Clinical Applications of Mgnetic Carriers, Tallahassee, Florida, U.S.A., (2002), pp. 81 - 84.

47. Н.Ф. Тарасов, Г.Е. Кодина, В.Н. Корсунский, *Итоги науки и техники сер. Радиационная биология*, 10, (1991), 5 - 90.
48. N.A. Brusentsov, L.Kh. Komissarova, et al., *J. European Cells and Materials*. 3(Supl. 2), 70 - 73 (2002).
49. N.A. Brusentsov, A.V. Reshetnickov, E.Yu. Filinova, et al., *International Workshop on Recent Advances in Nanotechnology of magnetic fluids (RANMF-2003)*, New Delhi, India, (2003), pp. 182 - 185.
50. Y.S. Ryabukhin, *Strahlentherapie*, 160, 678 - 680 (1984).
51. G. Kong, R.D. Braun, M.W. Dewhirst, *Canc. Res.* 60, 4440 - 4445 (2000).
52. N.A. Brusentsov, V.D. Kuznetsov, T.N. Brusentsova, et al., *J. Mag. Magn. Mat.* 252, 2350 - 2351(2004).
53. P. Burgman, A. Nussenzeig, et al., *Thermotolerance*, in: *Thermoradiotherapy Thermochemotherapy. Biology, Physiology, Physics*. Seegenschmiedt MH, Fessenden P, Vernon CC (Eds), Berlin, Springer. 1, (1995), pp. 75 - 87.
54. J.J. Fairbairn, M.W. Khan, K.J. Ward, et al., *Cancer Letters*. 89, 183 - 188 (1995).
55. P.C. Fannin, S.W. Charles, *Journal of Physics D: Applied Physics*. 24, 76 - 77 (1991).
56. J.Geshev, O. Popov, V. Masheva, et al., *J. Magn.and Magn. Mater.* 92, 185 - 190 (1990).
57. R.K. Gilchrist, R. Medal, W.D. Shorey, et al., *Annals of Surgery*. 146, 596 - 606 (1957).
58. R.K. Gilchrist, W.D. Shorey, R.C. Hanselman, et al., *Annals of Surgery*, 161, 890 - 896 (1965).
59. Е.Р. Вольтер, Н.А. Брусенцов, В.А. Полянский, *Сб. научн. трудов 11-й Международной плесской конф. по магнитным жидкостям*, Плес, РФ, (2004), сс. 234 - 238.
60. P. Tartaj, M. P. Morales, S. V. Verdager, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 36 182 - 197 (2003).
61. R.T., Gordon, J.R.Hines, D. Gordon, *Medical Hypothesis*, 5, 83 - 102 (1979).
62. M. Hanson, *J. Magn. Magn. Mater.*, 96, 105 - 113 (1991).
63. B.V. Harmon, Y.S. Takano, C.M. Winterford, et al., *Int. J. Radiation Biology*, 59, 489 - 501 (1991).
64. R. Hiergeist, W. Andrä, N. Buske et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, 201 420 - 422 (1999).
65. A. Jordan, R. Scholz, K. Maier-Hauff et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, 225, 118 - 126 (2001).
66. A. Jordan, P. Wust, H. Fahling, et al., *Int. J. Hyperthermia*, 9, 51 - 68 (1993).
67. A., Wust P., Scholz R., et al., *Int. J. of Hyperthermia*, 12, 705 - 722 (1996).
68. A. Jordan, *Der Onkologe*, 7, 1073 - 1081 (2001).
69. 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.
70. A. Jordan, R. Scholz, P. Wust, et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, 194, 185 - 196 (1999).
71. O.A. Kuznetsov, N.A. Brusentsov, A.A. Kuznetsov, et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, 194, 83 - 89 (1999).
72. A.A. Kuznetsov, O.A. Shlyakhtin, N. A. Brusentsov et al., *European Cells and Materials*, 3(Supl. 2) 75 - 77 (2002).
73. C. Alexiou, W. Arnold, R. J. Klein., et al., *Canc. Res.*, 60, 6641 - 6648 (2000).
74. I.A. Lerch, D.J.Pizzarello, *Medical Physics*, 13, 786 (1986).
75. I.A. Lerch, *Radiation Research, Proceedings of the 8-th International Congress of Radiation Research*, Edinburgh, (1987), p. 325.
76. A. Luderer, N.F. Borrelli, J.N. Panzarino, et al., *Radiation Research*, 94, 190 - 198 (1983).
77. B.S. Medal, W. Shorey, R.K. Gilchrist, et al., *A. M. A. Archives of Surgery*, 79, 427 - 431 (1959).
78. G. Multhoff, C. Botzler, M. Wiesnet, et al., *International Journal of Cancer*, 61, 272 - 279 (1995).
79. R.W. Rand, H.D. Snow, W.J. Brown, *Journal of Surgical Research*, 33, 177 - 183 (1982).
80. K.S. Sellins, J.J. Cohen, *Radiation Research*, 126, 88-95 (1991).

81. M.I. Shliomis, A.F. Pshenichnikov, K.I. Morozov, et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, 85, 40 - 46 (1990).
82. 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).
83. 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.
84. 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.
85. Y.S. Takano, B.V. Harmon, J.F.R. Kerr, *Journal of Pathology*, 163, 329 - 336 (1991).
86. R. Valdagni, M. Amichetti, *Int. J. of Radiation Oncology Biology and Physics*, 28, 163 - 169 (1993).
87. C.C. Vernon, J.W. Hand, S.B. Field, et al., *Int. J. of Radiation Oncology Biology and Physics*, 35, 731-744 (1996).
88. J.K. Watson, *Applications of magnetism*. New York, John Wiley & Sons, (1980), pp. 6 - 7.
89. P. Wust, H. Stahl, J. Loffel, et al., *Int. J. of Hyperthermia*, 11, 151 - 167 (1995)
90. M. Chistofalli, C. Charnsangavej, G.N. Hortobagyi, *Nature Reviews*, 1, 415 - 426 (2002).
91. L.M. Ellis, *Horizons in Cancer Res.*, 3(1) 4 - 22 (2002).
92. D. Hanahan, J. Folkman, *Cell*, 86, 353 - 364 (1996).
93. R. Kerbel, J. Folkman, *Nature Reviews*, 2, 727 - 739 (2002).
94. Н.Н. Блохин, Н.Н. Трапезников, В.В. Яворский, Регионарная химиотерапия злокачественных опухолей под ред. Г.Е. Островерхова и Н.Н. Трапезникова, Медицина, Москва, 1967.
95. Е.В. Степанова. *Практическая онкология*, (2002) №4, сс.246 - 252.
96. А.Ю. Барышников, Е.В. Степанова, М.Р. Личиницер, *Усп. Современ. биологии*, 120(6), 599 - 604 (2000).
97. Е.В. Целищева, Ж.Н. Дбар, Е.В. Степанова, *Вопросы современной биологии*, 124(5), 480 - 488 (2004).
98. М.В. Моисеенко, И.А. Балдуева, и др., *Российский биотерапевтический журнал*, 4(3), 122 - 130 (2005).

## ГЕПАТОТОКСИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ НАНОМАГНЕТИТА, МОДИФИЦИРОВАННОГО ОЛЕАТОМ

**Вольтер Е.Р., Кубрава Т.Г.**

Научно-исследовательский институт экспериментальной патологии  
и терапии АН Абхазии

Республика Абхазия, г. Сухум, гора Трапедия.  
Факс: +(99544)267758; [E-mail:niepit@rambler.ru](mailto:niepit@rambler.ru)

Печень играет наибольшую роль в обмене экзогенных соединений, поступающих в организм, в том числе и при внутрибрюшинном введении [5]. В различных схемах лечения воспалительных заболеваний все шире используются наноструктуры на основе минералов. Актуально обозначить границы их применимости и определить некоторые факторы, потенциально усиливающие их токсичность при элиминации в структурах печени.

Доказанное сочетание в наномагнетите (НМ) противомикробных и модулирующих отдельные стороны воспалительных и иммунных процессов свойств позволяет рассматривать эти соединения как перспективные объекты для создания на их основе новых лекарственных средств [1]. Коллоиды НМ могут эффективно использоваться для коррекции систем крови и детоксикации организма [2].

Дренажно-детоксикационная функция псевдооживленного слоя НМ успешно была использована для лечения и моделирования перитонита [3]. Наноструктуры, получаемые на основе НМ легко связываются с лейкоцитами и аккумулируются в очагах воспаления, и, регулируя клеточно-матриксные взаимодействия, улучшают дренаж воспалительного очага, облегчая в нем коррекцию нарушений гомеостаза

Брюшина является сложным гомеостатическим органом, мембранно-транспортным структурам которого свойственны различные всасывающие и выделительные функции, и активно влияющим на ионное и циркуляторное равновесие в брюшной полости и моторику желудочно-кишечного тракта. Использование НМ-структур открывает возможности управляемого влияния на эти процессы [4], а также на регуляцию гидратации, что особо важно для проведения перитониального диализа.

Целью работы является непрерывный контроль жизнеспособности клеток печени при токсической гепатопатии, индуцированной внутрибрюшинным введением трех наноструктур, состоящих из наномагнетита ( $Fe_3O_4$ ), и модифицированных защитными оболочками ПАВ из олеата, аскорбиновой и лимонной кислот.

**Материалы и методы исследования.** Белым беспородным крысам линии Вистар массой 160–180 г однократно внутрибрюшинно вводили частицы НМ в количестве 10–200 мг на 100 г массы животного. Перед взятием материала животных обездвигивали при помощи этилового эфира. Образцы тканей брали из всех долей изучаемого органа.

Частицы НМ с размером 7–15 нм получали методом соосаждения солей двух-трехвалентного железа избытком щелочи [6]. Осадок НМ модифицировали олеатом Na из расчета 25–40 % веса феррофазы [7], аскорбиновой кислотой – 10–15 % [8], лимонной кислотой – 100 % [9].

Для изучения динамики НМ в организме использовали метод ЭПР. Спектры регистрировали на 3-х см радиоспектрметре РЭ-1306. Чувствительность спектрометра около  $10^{12}$  спинов.

Процесс переноса агрегатов НМ из брюшины в структуры печени наблюдали визуально, и используя спектроскопические методы по изменению окраски ткани в темно коричневый цвет и методом электронной микроскопии (JEM – 100, Япония) по высокой электронной плотности НМ.

**Результаты и их обсуждения.** Введение коллоидов НМ в брюшную полость всегда сопровождается гемодинамическими сдвигами, выражающимися в изменении частоты пульса и резким снижением активности животного. Начало развития воспалительного процесса констатируют по снижению скорости свертывания крови в 1.5–2.0 раза. Возможно, в очаге воспаления частицы НМ, обладающие высокой сорбционной активностью, могут выступать в качестве подобия макромолекул – прокоагулянтов, которые связывают и нейтрализуют гепарин крови – ведущий компонент системы неферментативного фибринолиза.

Достоверно выявлено, что НМ-структуры стабилизированные аскорбиновой или лимонной кислотой отличаются хорошей переносимостью. При внутрибрюшинном введении, в указанной концентрации, они проявляют слабую токсичность. Их элиминация не оказывает на структуры печени патогенного влияния, а в низких концентрациях даже способствует нормализации функционального состояния гепатобилиарной системы и, по ряду признаков, всего организма. Возможно, данные наноструктуры могут быть использованы в качестве метаболического стимулятора.

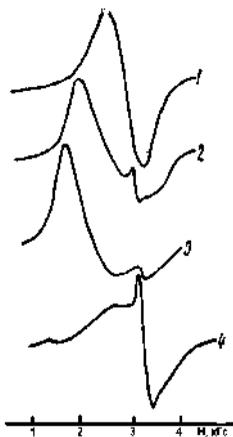
В таблице представлено, что частицы НМ, модифицированные олеатом Na, при внутрибрюшинном введении обладают сильным гепатотоксическим действием, выражающимся в форме стеатоза (жировой печени). Известно [10], что факторами, ведущими к развитию жировой дистрофии печени, являются увеличенное поступление жира в печень и затрудненное удаление его из печени. Причем отдельно, ни

наномангнетит, ни олеат Na, в используемых концентрациях, такими свойствами не обладают. При химической модификации НМ молекулами олеата Na, линия поглощения магнетита меняет форму, а g-фактор возрастает от значения 2.06 до 2.36 [9]. Это позволяет контролировать не только элиминацию по концентрации НМ в тканях и фекалии по амплитуде сигнала в образце, но и определять активность процесса биотрансформации органической оболочки НМ в лизосомальных структурах печени и определять фазу патологического процесса. Дифференциальное определение функционального состояния печени оценивали методом ЭПР по амплитуде и изменению g-фактора 2.36 широкой линии спектра поглощения модифицированных частиц НМ в печени или фекалии с момента начала их выведения из организма. При отсутствии изменения g-фактора констатируют тяжелую гепатопатию, при g-факторе от 2.35 до 2.2 – токсикогенную фазу патологического процесса, а при g-акторе 2.2–2.17 – легкую гепатопатию или норму функционального состояния печени (рис. 1).

Гепатотоксический потенциал НМ, модифицированного олеатом; \* НМ без олеата;  
\*\* олеат без НМ - 80 мг

Количество введенного НМ в мг на 100 г массы животного	Характер преимущественного развития модели гепатопатии	Смертность крыс в % через промежуток времени (час) после введения		Стеатоз
		24	48	
5	легкая	-	-	-
10	легкая	-	-	-
50	легкая и токсико-генная	-	-	-
75	легкая и токсико-генная	-	-	+
100	все фазы	-	-	+
125	все фазы	-	-	+
150	тяжелая	-	-	+
200	тяжелая	-	ЛД 20	+
250	тяжелая	ЛД50	ЛД100	+
200*	легкая	-	-	-
**	легкая	-	-	-

При введении коллоидов НМ в брюшную полость основная масса частиц коагулирует и резорбируется большим сальником – мембранами выстилающими брюшную полость в течении 5–10 минут. В большом сальнике НМ концентрируется в эндотелии лимфатических сосудов и лимфоузлах, в очагах воспаления.



Индуктируемый введением неспецифического раздражителя – НМ-структур процесс острого развития воспалительного процесса в брюшной полости протекает 1–2 недели, а хронический в течении 2–3 месяцев. Стадии и характер процесса в реактивной фазе определяли по динамике изменения уровня концентрации НМ в фекалии, и при стационарной концентрации элиминируемых частиц диагностируют острое развитие процесса, а при мультимодальном распределении – хроническую патологию (рис. 2).

Рис. 1. ЭПР-спектры НМ в коллоидах, стабилизированных двойным электрическим слоем(1), олеатом натрия (2) и аскорбиновой кислотой (3, 4); T=295 К

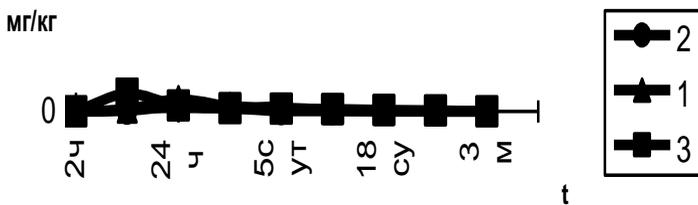


Рис. 2. Изменение содержания магнетита в органах крыс после внутрибрюшинного введения в зависимости от времени прошедшего после введения; 1 – печень, 2 – селезёнка, 3 – большой сальник

По физико-химическим свойствам используемое соединение имеет определенное сходство с липопротеидами высокой плотности, что позволяет создавать модели трансформации структур, аналогичных выделяемым печенью. Частицы НМ практически не растворяются в биологической среде, а в каждой клетке печени накапливается  $10^2$ – $10^6$  частиц. При введении НМ-структур, приготовленных на олеате, нами отмечена достаточно быстрое развитие (1–3 суток) типичная для токсической гепатопатии картина: жировой гепатоз и некроз гепатоцитов. При этом, практически не повреждаются другие органы вплоть до развития тя-

желых токсикогенных состояний в печени. Токсические эффекты в организме проявляются после захвата и начала трансформации НМ-структур клетками печени.

Как доказал опыт получения магнитных жидкостей, поверхностно-активное вещество – олеат наиболее эффективно для химической модификации НМ. И олеиновая кислота наименее токсична среди других ПАВ – жирных кислот. При концентрации олеата более 25 % массы НМ на частицах завершается образование хемосорбированного монослоя и начинает образовываться бислой, что позволяет осуществить стабилизацию в воде. Концентрация олеата выше 40 % феррофазы, приводит к образованию «пустых» мицелл, что само влечет за собой возрастание токсичности. При введении животному низких концентраций НМ-структур, менее 10 мг на 100 г массы, картина жирового гепатоза не четкая, преобладает легкая степень патологии или ее отсутствие. Число частиц НМ в печени и фекалии недостаточно для четкой идентификации их методом ЭПР. Увеличение концентрации НМ-структур, более 200 мг на 100 г массы, приводит к перегрузке печени и быстрому летальному исходу, и картина тяжелой гепатопатии не успевает проявиться. Характер воспалительного процесса в брюшной полости при этом крайне острый, далек от естественной патологии.

Возможно, что в результате процессов биотрансформации происходит окисление и отщепление конечного участка цепи олеата. При этом, может снижаться скорость  $\beta$ -окисления жирных кислот в митохондриях печени, и чем меньше становится углеводородная цепь, хемосорбированная на частице, тем прооксидантно активнее наноструктура. При критической длине цепи, меньше  $C_8$ , защитная оболочка может разрушиться путем десорбции молекул, но активированная поверхность НМ является источником свободных радикалов и обладает координирующими и окислительно-восстановительными свойствами, что в полной мере определяет ее мембранную активность. Частицы НМ, модифицированные олеатом, в большей степени, чем аскорбиновой и лимонной кислотами, индуцируют изменения физико-химических свойств мембран лизосом и митохондрий, формируя перекисные каналы повышенной проницаемости, способствующие нарушению водно-ионного гомеостаза и высвобождению апоптогенных факторов и ферментов.

Таким образом, экзогенная интоксикация организма НМ-структурами, так же как и лекарственная, в ряде случаев приводит к нарушению клеточного метаболизма и повреждению печени. Характер и степень изменений в первую очередь определяется типом ПАВ, используемого для получения НМ-структур, а во вторую количеством вводимого препарата.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Кузнецов А.А. Применение магнитоуправляемых микрочастиц в медицине // Сб. докл. I Симпозиума по применению биомагнитных носителей в медицине.- М.: ИБХФ РАН, 2001. С. 3 – 15.
2. Ахалая М.Г., Какиашвили М.С., Хабурзания Г.В., Санеблидзе Л.Г. Способ детоксикации организма. А.с. №1638856 (СССР)
3. Ахалая М.Г., Вольтер Е.Р., Какиашвили М.С. и др. Способ моделирования асептического перитонита. . Б.И., 1991, № 18. А.с. № 1649595
4. Ахалая М.Г., Берия В.П., Вольтер Е.Р. и др. Способ моделирования токсической гепатопатии. . Б.И., 1991, № 6. А.с. № 1628075
5. Вольтер Е.Р., Брусенцов Н.А. Динамика взаимодействия ферромагнитных коллоидов в организме животных// Сб докл. I Симпозиума по применению биомагнитных носителей в медицине.- М.: ИБХФ РАН, 2001. С. 94 – 103.
6. Elmore W.C. Ferromagnetic colloid for studying magnetic structures// Phys. Rev. 1938. V.54. № 4. P. 309-310.
7. Ахалая М.Г., Какиашвили М.С., Вольтер Е.Р. Способ получения магнитной жидкости. А.с. № 1403795.
8. Ахалая М.Г., Какиашвили М.С., Берия В.П. Способ получения ферромагнитной жидкости. А.С. 960126 (СССР) .
9. Sharma V.K.,Waldner F. Superparamagnetic and ferromagnetic resonance of ultra fine magnetite (Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>) particles in ferrofluids // J. Appl. Phys. 1977. V. 48. № 10. P. 4298-4302.
10. Вахрушев Я.М., Сучкова Е.В. Жировой гепатоз // Тер.арх, 2006. Т. 78. № 11. С. 83 – 86.

## РЕАКЦИЯ СИСТЕМЫ КРОВЕТВОРЕНИЯ НА НАНОМАГНЕТИТОВУЮ АГРЕССИЮ

**Баркая В.С., Вольтер Е.Р.**

Научно-исследовательский институт экспериментальной  
патологии и терапии АН Абхазии  
Республика Абхазия, Сухум, гора Трапезия.  
Факс: (+99544) 267758; [E-mail: niiepit@rambler.ru](mailto:niiepit@rambler.ru)

Начиная с середины 60-х годов XX в. наблюдается быстро возрастающий интерес к широким возможностям использования ферромагнетиков в медицине. Следовательно, крайне важна оценка степени их патогенности, биосовместимости. Наиболее широко в практической медицине используется наномангнетит (НМ) –  $Fe_3O_4$ , в виде водных коллоидных растворов. Изучение эндоэкологии организма при различных путях введения НМ было и остается первоочередной задачей: во-первых, это особенности распределения, трансформации и элиминации НМ в организме, и, во-вторых, характер активности НМ при гетеро-взаимодействии с клетками и белками крови, кроветворными органами и эндотелием сосудов. Если первая задача в общих чертах решена [1], то вторая, в виду крайней сложности, обозначила лишь контуры отдельных этапов необозримых процессов. Магнитное выделение фагоцитирующих клеток [2], гиперкоагулемические состояния [3], детоксикация организма и переливание крови [4] и др. Практически отсутствуют сведения о реакции кроветворной системы на введение НМ.

**Материалы и методы исследований.** Работа выполнена на 150 мышах, самцах линии SHR массой 23–26 г и 170 крысах-самцах линии Вистар массой 160–180 г. Животным внутривенно вводили коллоидный раствор НМ: мышам в концентрации  $10^{14}$  и  $10^{16}$  в объеме 0,2 мл, крысам – 1 мл из расчета 50 мг/кг массы животного. Частицы НМ размером 7–15 нм получали по методу Элмера [5]. Методом пептизации осадка НМ получали водную магнитную жидкость (МЖ), стабилизированную цитратом. Фармакодинамику вводимого НМ прослеживали по реакции системы крови. Исследовали динамику лейкоцитов периферической крови и количества ядросодержащих элементов костного мозга (миелокарициты). Указанные показатели определяли общепринятыми методами: лейкоциты подсчитывали в камере Горяева в пробах крови, полученной из надреза кончика хвоста, а миелокарициты (после умерщвления животного) – вычленением бедренной кости и вымыванием в пробирку содержимого раствором Хенкса (в объеме 1 мл) и последующим определением в камере Горяева (как и лейкоци-

тов) числа кариоцитов в 1 мкл с пересчетом общего количества клеток на одну бедренную кость. Сроки исследования показателей: 1, 5, 24 часа, 3, 7, 14, 21, 30, 35 суток после введения МЖ. Для получения информации о кинетике НМ использовали метод ЭПР (РЭ-1306). При изучении локализации НМ в клеточных структурах проводился электронномикроскопический анализ (JEM 100, Япония). Сроки наблюдения: с первых минут до 6 месяцев.

**Результаты исследования.** Как видно из представленной таблицы, динамика исследованных показателей в обеих группах мышей была однонаправленной. Через 1 час после введения МЖ число лейкоцитов повышалось на протяжении 7–14 суток. По достижении исходного уровня к указанным срокам прослеживался второй подъем уровня лейкоцитов, оставаясь повышенным до окончания срока наблюдения (35 суток). Особенно демонстративной выявленная динамика лейкоцитов была у животных, получивших НМ в концентрации  $10^{16}$ , у них четко прослеживается 2–3-кратное увеличение числа лейкоцитов в первые 3 дня (21 тыс. – 30 тыс., исходное – 11,2 тыс.) и повторное повышение их числа с 14 по 35 сутки (14–21 тыс.). Содержание же кариоцитов костного мозга достоверно уменьшилось после введения препарата в обеих группах, при этом у животных, получивших НМ в концентрации  $10^{16}$ , их убыль была более выраженной и сохранялась на протяжении всех сроков наблюдения (до 35 суток).

Данные, полученные на крысах, указывают на то, что сразу же после введения МЖ НМ обнаруживался практически во всех органах и тканях, т.е. частицы в первые минуты «свободно» переносятся по всей кровеносной системе. Однако, как видно из рис. 1, скорость распределения НМ по органам и тканям была различной. Так, уже в первые минуты после введения частиц основная их масса (более 90%) находилась в плазме. В печени и селезенке концентрация НМ достигала максимального значения в первые 3–6 часов после трансфузии раствора МЖ с последующей её элиминацией в течение нескольких месяцев.

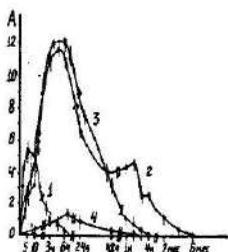


Рис. 1 Динамика распределения НМ в организме крыс : 1 – кровь, 2 – печень, 3 – селезенка, 4 – почки.

Выведение НМ из сосудистого русла обеспечивается капиллярными структурами с обширной мембранной поверхностью - протеогликановым гидрофильным гелем интимы. Далее оседлые макрофаги вызывают деструкцию матрикса и фагоцитируют весь реабсорбированный НМ, но не утилизируют его и длительно депонируют в органах ретикуло-эндотелиальной системы. Растворение НМ в лизосомах неизбежно привело бы к формированию феномена перегрузки организма железом. Полученные данные свидетельствуют о том, что в «норме» транцитоз НМ из цитозоля клетки завершается его удалением с фекалием. Возможно, тканевое «ожелезнение» НМ будет неизбежным при снижении активности моноцитарно-макрофагальной системы (ММС).

Реакция системы кроветворения на внутривенное введение коллоидного раствора НМ различной концентрации

**Концентрация  $10^{14}$  в объеме 0,2 мл**

	Исход- ые	1 час	5 ч	24 ч	3 сут	7 сут	14 сут	21 сут	30 сут	35 сут
Лейкоциты крови, тыс.	М 13,2 (n = 16)	М 16,1 (n = 6)	М 17,0 (n = 6)	М 21,5 (n = 6)	М 18,0 (n = 6)	М 15,0 (n = 6)	М 12,3 (n = 6)	М 15,2 (n = 6)	М 17,0 (n = 6)	М 18,5 (n = 6)
Карициты костного мозга, млн./бедро	М 20,3 (n = 13)	М 18,0 (n = 6)	М 17,6 (n = 6)	М 17,0 (n = 6)	М 19,0 (n = 6)	М 17,4 (n = 6)	М 18,7 (n = 6)	М 20,0 (n = 7)	М 21,6 (n = 7)	М 21,5 (n = 6)

**Концентрация  $10^{16}$  в объеме 0,2 мл**

Лейкоциты крови, тыс.	М 11,2 (n = 9)	М 31,0 (n = 8)	М 25,3 (n = 10)	М 15,0 (n = 10)	М 21,0 (n = 10)	М 11,0 (n = 10)	М 13,7 (n = 10)	М 21,2 (n = 10)	М 20,0 (n = 7)	М 24,8 (n = 6)
Карициты костного мозга, млн./бедро	М 21,0 (n = 19)	М 16,4 (n = 10)	М 16,6 (n = 10)	М 16,4 (n = 10)	М 16,0 (n = 10)	М 14,0 (n = 9)	М 16,3 (n = 9)	М 17,0 (n = 10)	М 13,7 (n = 7)	М 20,0 (n = 7)

Процесс взаимодействия НМ с живыми клетками можно проанализировать на основе теории Смолуховского, в которой процесс взаимодействия коллоидных частиц с большими телами определяется потоком броуновской диффузии с учетом исчезновения малых частиц при контакте с большими.

Скорость захвата дисперсной частицы определяется потоком диффузии  $\Phi$  к поверхности клетки:  $\Phi = 4\pi R^2 D \left| \frac{dc}{dx} \right|_R$ , где  $D$  – коэффициент диффузии частиц,  $\left| \frac{dc}{dx} \right|_R$  – градиент концентрации частиц у поверхности клетки,  $R$  – радиус клетки. Градиент концентрации находится решением уравнением диффузии (второй закон

Фика). В начальных условиях  $C(0, x) = C_0$  имеем равномерное распределение частиц в кровеносной системе и тканях и  $C(0, R) = 0$ , т.е. концентрация скачком меняется от  $C_0$  до нуля. Граничными условиями являются:  $C(t, R)=0$  (прилипание при адсорбции и исчезновение частицы при контакте вследствие фагоцитоза) и  $C(t, \infty)=C_0 f(t)$  изменение концентрации частиц в кровотоке вдали от поверхности клетки.

Величина потока диффузии на мембране клетки:  $\Phi = 4\pi RDC_0 f(t)$ . Поток частиц НМ к мембране клетки будет непрерывно уменьшаться в связи с захватом частиц. Успевают макрофаги отфильтровать проникшую в микроциркуляторное русло кровь или нет, во многом зависит от концентрации, размера и степени агрегации феррофазы. При малых концентрациях НМ, и ПАВ, не подавляющих физиологическую активность клеток – «мусорщиков», лимитирующей стадией всего процесса будет дистальная диффузия НМ из объёма капилляра на мембрану клетки. Характерное время выведения остаточного количества НМ из кровеносной системы может быть определено как обратное от числа ( $z$ ) столкновений НМ с клеткой за единицу времени. Рассчитанное время  $t$  для одной клетки  $t \approx 4\pi DR_C$ . Заключительный этап элиминации КМ из капилляров накладывался на предшествующий экстремальный процесс выведения основной массы НМ из кровотока, который протекал в условиях существенно не равновесного состояния физиологических систем организма. Это состояние затем медленно релаксирует с характеристическим временем  $\tau$  к состоянию, равновесному для клеток ММС с фагоцитированным материалом. Повышенную активность фагоцитирующих клеток можно ожидать при совпадении порядка значений  $z^{-1}$  и  $\tau$ .

Для мишеней с размерами клеток (1 мкм), коэффициентом диффузии  $10^{10} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$  (выбран коэффициент диффузии белка в водном растворе) и начальной концентрацией НМ  $10^{11} - 10^{12} \text{ М}$ , время релаксации составляет порядка  $10^{-2} - 10^{-1} \text{ с}$ . Полученные результаты объясняют наблюдаемое в эксперименте быстрое выведение НМ из кровотока.

Таким образом, проведенное исследование показывает, что кроветворная система животных крайне чувствительна к введению НМ, и отклонение от параметров клеточного гомеостаза могут сохраняться длительное время, а их интенсивность зависит от количества вводимого НМ.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Ахалая М.Г., Какишвили М.С., Вольтер Е.Р. Экспериментальное исследование и моделирование динамики магнитных жидкостей в организме. В кн.: Биокibernетика и биофизика. Тбилиси: Мецниереба, 1989, с. 8-28.
2. Ахалая М.Г., Какишвили М.С. Способ получения магнитной жидкости. А.с. № 1363552 (СССР)
3. Ахалая М.Г., Какишвили М.С., Берия В.П., Вольтер Е.Р. Способ моделирования гиперкоагулемии. Б.И., 1992, № 3. Ф.с. № 1707618

4. Ахалая М.Г., Какиашвили М.С., Хабурзания Г.В., Санеблидзе Л.Г. Способ детоксикации организма. А.с. № 1638856 (СССР).
5. Elmore W.C. Ferromagnetic colloid for studying magnetic structures// Phys. Rev. 1938. V.54. № 4. P. 309-310.

## **РАЗРАБОТКА МЕТОДА МАССОВОЙ МАГНИТНОЙ ХАРАКТЕРИЗАЦИИ КЛЕТОЧНЫХ СУСПЕНЗИЙ**

**Жолудь А.М.<sup>1</sup>, Кашевский Б.Э.<sup>1</sup>, Кульчицкий В.А.<sup>2</sup>,  
Терпинская Т.И.<sup>2</sup>,**

<sup>1</sup>Институт тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова НАНБ,  
Минск, Беларусь

<sup>2</sup>Институт физиологии НАН Беларуси, Минск, Беларусь

В последние годы на смену традиционным трудоемким методам изоляцией и изучения отдельных клеточных объектов приходят косвенные по своей природе методы, основанные на регистрации физических характеристик клеток и позволяющие в автоматическом режиме изучать распределение свойств в больших клеточных ансамблях. Основным методом служит метод проточной цитометрии, основанный на измерении и расшифровке характеристик светорассеяния и флюоресцентной окраски клеток. Определенную альтернативу этому методу может составить метод характеристики клеток по их магнитным свойствам. В данном сообщении представлены первые результаты разработки такого метода. В мировой литературе имеются единичные работы, в которых предпринимались попытки измерения магнитных свойств биологических клеток, прежде всего – форменных элементов крови. Общий подход основан на регистрации движения клеток в жидкости под действием высокоградиентного магнитного поля и сравнении результатов регистрации с результатами расчетов. Получены данные о зависимости магнитной восприимчивости эритроцитов от степени окисления гемоглобина, об изменении их восприимчивости при поражении вирусом малярии (см. [1]). Вместе с тем, техническая реализация общей идеи базировалась на весьма прямолинейных подходах и не позволила создать точные и практичные методы, пригодные для массового исследования клеток. Высокоградиентное поле создавалось помещаемой в объем клеточной суспензии и намагничиваемой однородным внешним магнитным полем тонкой (~ 100 мкм) ферромагнитной проволочкой. При этом клетки вблизи проволочки движут-

ся в трех измерениях, что сильно затрудняет точную регистрацию движения. Ядро разрабатываемого подхода составляет измерительная жидкостная ячейка, в которой реализуется плоское движение клеток под действием силы тяжести и поперечной ей хорошо детерминированной магнитной силы. Условия формирования такого движения и его общие закономерности теоретически изучены в [2]. Схема ячейки представлена на рис. 1,а. Ячейка включает U-образный канал, состоящий из измерительного плеча 1 и уравнивающего плеча 2. К измерительному плечу примыкает прямоугольный стержень 3 из трансформаторной стали. Однородное магнитное поле  $H$  прикладывается в плоскости ячейки поперек стержня 3. U-образный канал через плечо 2 заполняется исследуемой суспензией 5. Наблюдение осуществляется в направлении, перпендикулярном плоскости ячейки в области 4. Следующий этап – создание оптико-механической системы, обеспечивающей наблюдение и цифровую видеорегистрацию последовательности положений клеток. Экспериментальный образец такой системы изготовлен на базе оптического микроскопа и цифровой фотокамеры.

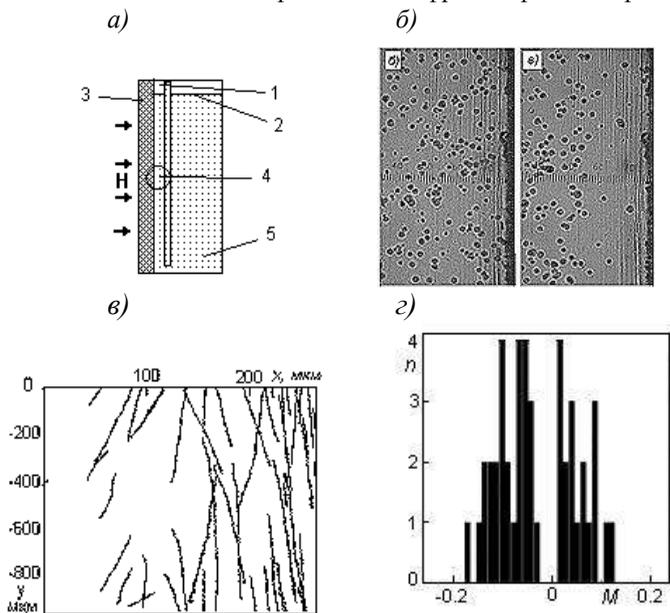


Рис.1. Схема ячейки (а), распределение клеток АКЭ до (б) и после (в) включения поля, траектории клеток АКЭ в поле (г), гистограмма распределения клеток АКЭ по величине параметра  $M$

На рис. 1,б и 1,в изображены кадры видеofilьма, представляющие распределение клеток асцитной карциномы Эрлиха (АКЭ) в

среде 199 до и через 1 мин после включения поля. Как видно, под действием поля концентрация клеток вблизи магнитного стержня (на фотографиях стержень расположен справа) уменьшается.

Для определения магнитных свойств клеток предложено использовать сравнение измеренных и рассчитанных траекторий их плоского движения. Для восстановления траекторий клеток в движущемся клеточном ансамбле разработан макет компьютерной программы в среде MATLAB. В экспериментах установлены основные требования к исходной цифровой видеоинформации и, соответственно, к оптической и видео системам. В настоящее время, программно-аппаратный комплекс позволяет обрабатывать почти 100% зарегистрированных видеокамерой объектов для популяций клеток одного вида (близких по распределению интенсивности в изображениях). На рис. 1,г даны восстановленные траектории движения клеток АКЭ в среде 199. Здесь  $x$  – расстояние до магнитного стержня,  $y$  – положение клетки по вертикали. Для 100%-ой автоматизированной обработки клеток различного вида необходимо усовершенствование как ячейки так и оптико-механической системы. На данном этапе для подобных систем можно получать неполную информацию, на пример, распределение клеток по знаку магнитной восприимчивости относительно среды. Ниже покажем, что такое распределение может быть весьма чувствительным, в частности, к развитию рака.

Ранее показано [2], что траектория клетки при заданных размерах магнитного стержня ячейки, его намагниченности и напряженности внешнего поля полностью определяется безразмерным параметром

$$M = \frac{2\Delta\chi(\pi I_s)^2}{a\Delta\rho g}. \quad (1)$$

Здесь  $\Delta\chi = \chi - \chi_0$  - разность магнитных восприимчивостей клетки и жидкости,  $I_s$  - намагниченность стержня,  $a$  - полуширина стержня,  $\Delta\rho = \rho - \rho_0$  - разность плотностей клетки и жидкости,  $g$  - ускорение свободного падения. Все величины в (1) берутся в системе единиц СГСМ. Величина  $M$  может быть положительной или отрицательной в зависимости от знаков величин  $\Delta\chi, \Delta\rho$ . Поскольку обычно  $\Delta\rho > 0$  (клетки тяжелее жидкости), знак  $M$  характеризует диамагнитное или парамагнитное (относительно жидкости) поведение клетки. На рис. 1г представлено полученное по результатам обработки одного фильма распределение клеток АКЭ ( $n=57$ ) в среде 199 по величине параметра  $M$ . Заметим, что величины  $a, I_s$  являются характеристиками ячейки и подлежат определению на стадии ее изготовления. Выде-

ляя характеристики изучаемой системы жидкость – частицы, перепишем (1) в виде

$$\frac{\Delta\chi}{\Delta\rho} = k_m M, \quad k_m = \frac{ag}{2(\pi I_s)^2} \quad . \quad (2)$$

Таким образом, для определения магнитной восприимчивости клетки необходимо иметь значения магнитной восприимчивости и плотности жидкости, а также значение плотности клетки. С другой стороны, величину  $\Delta\chi/\Delta\rho$ , при использовании для экспериментов одной и той же эталонной среды с заранее измеренными свойствами, можно рассматривать в качестве физической характеристики клетки наряду с ее магнитной восприимчивостью.

Информативность метода магнитной цитометрии изучена в ряде предварительных экспериментов с клетками мышей (самки линии Af весом 18-25). Во-первых, исследовано изменение магнитных свойств клеток селезенки мышей при развитии у них АКЭ, прививаемой в дозе 6 млн клеток либо подкожно, либо внутрибрюшинно (n = 27 для подкожной и 3 для внутрибрюшинной прививок). При подкожной прививке пробы клеток селезенки брали на 9 день роста опухоли. Селезенку, измельчали, продавливали через капроновое сито стеклянным пестиком, смывая клетки в пробирку физиологическим раствором Эрла. Затем суспензию центрифугировали 10 мин при 1500 об/мин, жидкость сливали, клетки ресуспензировали в физиологическом растворе. Аналогичным образом получали суспензии клеток селезенки интактных мышей (n = 20). Для магнитофоретического анализа использовалась суспензия с концентрацией клеток 3 млн/мл. В качестве количественной характеристики магнитных свойств клеток использовали трехступенчатую функция распределения, дающую процентное содержание парамагнитных, диамагнитных и немагнитных (по отношению к несущей жидкости) клеток. Результат подсчета для 150 клеток показывает, что магнитные свойства клеток селезенки здорового животного и опухоленосителя сильно различаются. Различие состоит в том, что доля парамагнитных клеток у больных животных почти вдвое меньше, чем у здоровых. Одновременно заболевание приводит к двукратному увеличению доли немагнитных (относительно среды) клеток. Эта тенденция наблюдается и в случае внутрибрюшинной прививки АКЭ. Кроме того, в измерениях, выполненных на 9-ый, 14-ый и 16-ый день после прививки показано, что изменения магнитной восприимчивости клеток селезенки через 14 дней после прививки заканчиваются.

В другой серии опытов изучено изменение магнитных свойств клеток опухолевого асцита в процессе развития заболевания. Отобран-

ные клетки осаждали центрифугированием 2000 об/мин и ресуспендировали в среде 199. Согласно полученным данным, диамагнетизм клеток АКЭ со временем существенно уменьшается. Так, средняя (для клеток от трех животных) величина магнитофоретического параметра  $\Delta\chi/A\rho$  клеток АКЭ в среде 199 за 16 дней изменилась в 10 раз, с  $-5.1 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{Г}$  до  $-0.48 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{Г}$ , при индивидуальных различиях между особями в пределах  $0.4 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{Г}$ .

Полученные результаты указывают на существенные различия магнитных свойств клеток различного вида, а также на существенные изменения этих свойств в процессе развития патологического состояния, в данном случае – развития толерантности к опухоли и прогрессивного опухолевого роста в организме. Это открывает перспективы использования метода магнитной цитометрии для медицинской диагностики в области онкологии.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Zborowski M., Oстера G. R., Moore L. R., Milliron S., Chalmers J. J., Schechter A. N. // *Biophys. J.* 2003. V. 84. № 4. P. 2638 - 2645.
2. Кашевский Б.Э., Прохоров И.В., Кашевский С.Б., Александрова Е.Н., Истомин Ю.П. // *Биофизика*, 2006. Т.51. №6. С.1026-1032.

## **АМБУЛАТОРНАЯ КРИОХИРУРГИЯ ВРОСШЕГО НОГТЯ И АТЕРОМ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ТЕПЛОПРОВОДНЫХ СРЕД И КИСЛОРОДНОЙ КРИОКОНДЕНСАЦИИ**

**Коченов В.И., Цыбусов С.Н., Анесоглян О.М., Ерошевский В.В., Николаев И.И., Лещёв В.В., Григорьев А.Г.**

НИИ прикладной и фундаментальной медицины, Лаборатория медицинской криологии кафедры оперативной хирургии ГОУ ВПО Нижегородская государственная медицинская академия, Научный клинический центр медицинской криологии «онКолор» Россия, 603104, Н.Новгород, ул.Медицинская, д.1, Бекетова 4<sup>а</sup>. Тел.: (831) 4655904, 4106166, 4394722. [E-mail:kriol.nnov@list.ru](mailto:kriol.nnov@list.ru)

**Черкасова О.Г., Шабалкина Е.Ю**

Московская медицинская академия им. И. М. Сеченова Россия, 105043, Москва, ул. 5-я Парковая, д.21, Химический корпус ММА, к.516, контактный телефон: (045) 165-37-47; [E-mail: elenasch25@mail.ru](mailto:elenasch25@mail.ru); факс: 915-87-63

**Козьяйкин В.В.**

МУЗ «Бронницкая городская муниципальная больница» Россия, Московская обл., Раменский р-н, г.Бронницы, п.Пионерский,45

Амбулаторное хирургическое лечение вросшего ногтя и атером занимает до 8–10 процентов времени врача хирурга на амбулаторном приеме. Однако результаты чисто хирургического лечения этих видов патологии неудовлетворительны, рецидивы заболевания отмечаются более чем в 35% случаев, так как в ране остаются гиперфункционирующие участки ростковой зоны ногтевой пластины, жизнеспособные фрагменты капсулы атеромы, заживление ран в условиях инфицирования оказывается вторичным и мучительно длительным.

Повысить качество лечебной помощи больным с вросшим ногтем и атеромами позволило введение в хирургическую методику новых приемов криодеструкции с криоконденсацией кислорода воздуха и глубоким замораживанием патологического очага через мягкие ферромагнитные теплопроводные среды.

Мы применили криохирургическое лечение у 137 больных вросшим ногтем большого пальца ноги, у 76 из них заболевание рецидивировало после проведенного уже хирургического лечения, причем традиционная хирургия у 27 человек применялась ранее неоднократно. У 46 пациентов отмечалось формирование хронической воспалительной гранулемы в крае околоногтевого валика, у 16 констатировано развитие

околоногтевой карциномы (вариант хронически воспаленной, длительно существующей бородавки этой локализации).

Криохирургические операции по поводу вросшего ногтя проводили амбулаторно под местной проводниково-инфильтрационной анестезией 0,5% лидокаином с предварительным наложением жгута или с тугим бинтованием у основания пальца. Под палец помещали плоский постоянный магнит с ориентацией полюсов перпендикулярно плоскости диска.

После антисептической обработки спиртовым хлоргексидином на пораженный участок и в щель, образованную воспаленным околоногтевым валиком и ногтем наносили из шприца мазь (чаще банеоцин), к которой непосредственно перед применением подмешивали до равномерного черного окрашивания от 15% до 25% по объему мелкодисперсный железоуглеродный порошок (1). Такая мягкая ферромагнитная лекарственная форма обладала в постоянном магнитном поле теплопроводностью металла (3), со стороны тканей принимала индивидуальную сложную форму профиля поверхности патологической ткани с заполнением целевидного пространства между ногтем и увеличенным околоногтевым валиком.

С поверхности в ферромагнитную мазь слегка вдавливали еще теплым округлый криоапликатор портативного криогенного аппарата «Ледок» (Патент РФ №37312. Б.И. 2004, №11, публ. 20.04.2004.). Все применявшиеся инструменты входят в набор для медицинской криологии по доктору В.И. Коченову. На канюлю криоаппарата надевали кольцеобразный магнит с противоположной ориентацией полюсов по отношению к магниту, подложенному под палец, и подводили его ближе к теплопроводящей ферромагнитной мази (Патент РФ №2246280 Б.И. 2005, №5, публ. 20.02.2005. , патент РФ №33862. Б.И. 2003, №32, публ. 20.11.2003.).

Охлаждение криоаппликатора за счет активной периодической циркуляции жидкого азота внутри его полости достигало максимума за 10–15 секунд при сохранении контакта с теплопроводной ферромагнитной мазевой средой. Конструкция криоаппарата «Ледок» такова, что температура поверхности криоаппликатора и дистальной части канюли на протяжении 4–7 см опускалась настолько низко, что появлялся видимый струящийся слой пассивно сжижаемого кислорода окружающего воздуха. Наличие струящейся, стекающей к кончику криоаппликатора, в плоскость контакта с теплопроводящей средой, постоянно сжижающегося кислорода воздуха являлось для нас визуальным свидетельством достижения максимально возможной низкой температуры металла апликатора ниже 182 °С (температуры сжижения кислорода). При этом

вся дистальная часть канюли выступала в качестве своеобразного холодного радиатора, активно сжижавшего кислород воздуха, который под действием силы тяжести струился вниз к плоскости теплопередачи от ферромагнитной прослойки, унося энергию через нее от патологических тканей. И в этом процессе активно участвовало испарение жидкого кислорода в зоне прикосновения аппликатора и теплопроводящей среды. Другими словами происходила концентрация охлаждающего эффекта всей дистальной части канюли в зоне прикосновения. После наступления видимого эффекта сжижения кислорода скорость роста зоны замораживания в тканях существенно увеличивалась.

Слой электропроводного жидкого кислорода на поверхности канюли выполнял и роль и дополнительного сердечника магнитной системы, состоящей из двух разнополюсно установленных постоянных магнитов и приобретшей в их поле магнитные свойства ферромагнитной мягкой прослойки. При этом достигалось ускорение стекания жидкого кислорода к плоскости теплообмена за счет наличия направленного магнитного поля.

После замерзания всей мягкой ферромагнитной теплопроводящей прослойки наступала плотная механическая связь в системе теплопередачи от тканей к криоаппликатору. Экспозиция замораживания патологического очага ограничивалась временем полного охвата льдом видимых границ измененной ткани околоногтевого валика и колебалась от 30 сек до 1 минуты. Для сравнения необходимо отметить, что без использования мягкой ферромагнитной теплопроводящей прослойки эффективная аппликационная криодеструкция в зоне вросшего ногтя и воспаленного околоногтевого валика оказывается в принципе невозможной из-за того, что вовсе не возникал тепловой контакт и теплопередача, либо экспозиция замораживания должна была бы достигать 3–5 минут, а при такой небольшой скорости замораживания говорить об эффективной криодеструкции не приходится (2).

После достижения зоны замораживания необходимых размеров, с обязательным вовлечением в нее бокового края ростковой зоны ногтя, удерживая замороженную ткань и замороженную теплопроводящую прослойку на месте, резким «отламывающим» движением отторгали криоаппликатор от замороженного участка. Возможность такого отторжения без оттаивания обеспечивало наличие пассивно сжиженного кислорода в микротрещинках и микроскладках в плоскости контакта металла аппликатора и замороженной ферромагнитной мази, которые неизбежно возникали при столь низком охлаждении за счет разности коэффициентов теплового расширения этих материалов. На поверхности замороженной ферромагнитной мази оставалась ямка там, где был рас-

положен криоаппликатор. Это углубление использовали и далее в качестве зоны теплообмена. Не дожидаясь полного оттаивания патологической ткани, после оттаивания только периферической части, возобновляли охлаждение многократно прикасаясь в ямке на замороженной ферромагнитной мази постоянно образующейся на кончике работающего аппликатора каплей сжижающегося на конюле и стекающего по ней кислорода окружающего воздуха. Практически многократно оставляли каплю жидкого кислорода кипеть в ямке на поверхности ферромагнитной среды. Добивались достижения заданных границ зоны замораживания в патологических тканях. И после 1–2 минутного неполного оттаивания повторяли этот прием замораживания. А каплей кислорода дополнительно несколько раз прикасались в проекции гиперфункционирующей части ростковой зоны ногтя.

Дождавшись полного оттаивания, убрали излишки ферромагнитной мази, оставляли небольшое ее количество на поверхности разрушенного патологического очага.

Подвергшийся замораживанию край ногтевой пластины удаляли механически. При этом отмечали отсутствие кровотечения, облегчение отслаивания удаляемого фрагмента ногтевой пластины, так как различные ткани после замораживания-оттаивания отслаиваются друг от друга и разделялись свободно.

Операция легко переносилась всеми пациентами, даже преклонного возраста. В послеоперационном периоде болей не было, для ускорения отторжения крионекроза и гранулирования обнаженной от ногтя поверхности на перевязках наносили ферромагнитную мазь и воздействовали магнитным полем на раневую поверхность.

Отмечен хороший отдаленный результат операции, при наблюдении у 87 человек более года повторное вмешательство потребовалось лишь у трех пациентов.

При атеромах кожи криохирургическое лечение проведено у 187 больных, тактика зависела от размеров образования, его давности, а следовательно толщины капсулы кисты.

При поверхностных атеромах до 2–3 мм у 69 человек осуществляли только криодеструкцию через ферромагнитную теплопроводную среду. На поверхность кожи над атеромой наносили слой мази с ферромагнитным железоуглеродным наполнителем. Первые два цикла замораживания-оттаивания осуществляли при помощи криозахвата, причем к термоаккумуляторам, расположенным на браншах хирургического зажима без кремальеры, фиксировали магниты с противоположно ориентированными полюсами. Место расположения атеромы брали в кожную складку и подводили вокруг атеромы, оказывавшейся в кожной складке,

с двух сторон охлажденныбые в жидком азоте аппликаторы термоаккумуляторов, которые под действием магнитного поля дозировано сжимались. При этом ферромагнитная прослойка приобретала повышенную теплопроводность, площадь теплового контакта со стороны каждого термоаккумулятора увеличивалась за счет мази которая собиралась между криоаппликаторами, патологический очаг подвергался дозированному сжатию без раздавливания биологической ткани, достигалось ограничение кровообращения в замораживаемой ткани, фиксация криозахвата, а все это в целом резко ускоряло процесс глубокого локального охлаждения. Поэтому экспозиции в 5–15 секунд было достаточно для полного глубокого деструктивного замораживания подкожных атером указанного размера любой локализации. Атеромы такого размера не вскрывали, добивались отторжения всей капсулы вместе с содержимым единым блоком в крионекротическом массиве. Поэтому сразу после первого цикла замораживания-оттаивания осуществляли повторные циклы – второй криозахватом по описанной методике, но с ориентацией направления магнитного сжатия атеромы в перпендикулярной по сравнению с первым циклом плоскости. А в третьем цикле замораживания-оттаивания применяли аппликационную методику с адгезией через ферромагнитную теплопроводящую прослойку аппаратом «Ледок» с кольцеобразным магнитом над канюлей и стеканием пассивно криоконденсирующегося кислорода воздуха в зону теплообмена.

После проведения операции по описанной методике при небольшой атероме она подвергалась криодеструкции вместе с кожей над ней и отторгалась вместе с содержимым с образованием сухой некротической корочки. Процесс заживления не отличался от отторжения крионекроза при криогенном лечении дерматофибромы тех же размеров. Видимых рубцовых тканей на месте операции не было.

При непросвечивающих через кожу атеромах и атеромах диаметром свыше 3–4 мм у остальных пациентов методика криохирургического лечения включала вскрытие просвета кисты, эвакуацию содержимого, криогенное разрушение и удаление ее капсулы с введением ферромагнитной теплопроводящей композиции и криоинструмента вовнутрь атеромы.

Для этого на первом этапе осуществляли аппликационное замораживание с адгезией в проекции атеромы до охвата зоной замораживания всего выступающего в связи с наличием атеромы участка кожи. Тем самым добивались фиксации капсулы атеромы к коже льдом. Аппликатор отторгали до оттаивания. Разрез осуществляли по замороженной ткани согретым скальпелем или радиоволновым скальпелем на весь диаметр атеромы. После оттаивания эвакуировали содержимое кисты,

вводили в нее ферромагнитный мягкий материал – чаще железоуглеродный порошок, замешанный в гидрофильном аптечном геле, вокруг располагали кольцеобразный магнит, слегка вдавливали его в окружающие мягкие ткани. Затем криоаппликатор аппарата «Ледок» вводили прямо в ферромагнитный теплопроводный материал и проводили криодеструкцию – 1–2 цикла замораживания-оттаивания с выходом зоны замораживания на 1–2 мм за капсулу по всем направлениям. После этого при наличии тонкой капсулы операцию заканчивали, а толстую, упругую капсулу, когда она после надавливания на область кисты расправлялась и приводила к самопроизвольному возобновлению шарообразной формы, удаляли механически.

Аналогичную операцию производили одновременно полностью и при нагноившихся атеромах. Причем через разрез в полость атеромы непосредственно вводили для усиления стерилизующего эффекта криоконденсированный кислород.

Избыточные фрагменты кожи над кистой, капсула, если ее не удалили сразу, отторгались по обычной схеме заживления криохирургической раны без рубца за 2–4 недели, в зависимости от размера очага. После второго варианта криодеструкции атером рецидивов не отмечено.

Таким образом, методики криохирургии при вросшем ногте с образованием воспалительных гранулем и околоногтевых карцином, при различных атеромах кожи с использованием ферромагнитной теплопроводящей прослойки в магнитном поле являются радикальными, косметичными, расширяют диапазон лечебных возможностей криохирургии, должны быть рекомендованы для широкого использования в амбулаторной хирургии.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Черкасова О.Г., Цыбусов С.Н., Коченов В.И., Шабалкина Е.Ю., Харитонов Ю.Я. Теплопроводность магнитных композиций для криотерапии небных миндалин. В кн.: Медицинская криология. Вып.5. Международный сборник научных трудов под редакцией д.м.н. В.И.Коченова. – Н.Новгород, -2004, с. 208 – 210.
2. Цыбусов С.Н., Коченов В.И., Черкасова О.Г., Шабалкина Е.Ю., Цыбусова Т.Н., Добринский Э.К. Магнитные лекарственные композиции в криохирургии опухолей. В кн.: Медицинская криология. Вып.6. Третья международная научно- практическая конференция «Новое в практической медицинской криологии» (ГУ РОНЦ им.Н.Н.Блохина РАМН) 16 ноября 2006.- Н.Новгород – 2006, с.75-79
3. Шабалкина Е.Ю., Черкасова О.Г., Матюшина Г.П., Харитонов Ю.Я., Красюк И.И., Цыбусов С.Н., Коченов В.И., Добринский Э.К., Глебов В.И. Оценка пригодности железоуглеродного порошка как компонента магнитной мазевой композиции для криохирургии и криотерапии. В кн.: 12-я Международная Плесская конференция по магнитным жидкостям. Сборник научных трудов. Плес, 2006, с.307-310.

**ПРИМЕНЕНИЕ  
НАНОДИСПЕРСНЫХ  
МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ  
В ТЕХНИКЕ**

## РЕГЕНЕРАЦИЯ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ В ПРОЦЕССЕ СЕПАРАЦИИ

**Грабовский Ю.П., Евтушенко М.Б., Лисин А.В.**

Открытое акционерное общество

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

350650, Краснодар, ул. Красная, 118. Факс: (861) 275-09-71,

E-mail : breshenko @ kragas.ru.

ООО НТЦ «Магнитные жидкости», Москва, E-mail : evtmb@mail.ru



Грабовский Юрий Павлович после окончания в 1960 году Азербайджанского института Нефти и Химии работал в различных научно-исследовательских институтах. Окончил аспирантуру в институте Катализа СО РАН, где в 1974 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата химических наук. В том же году начал работать в НИПИГазпереработке, а в 1980 году возглавил сектор получения магнитных жидкостей. В 1998 году защитил докторскую диссертацию на тему: «Разработка физико-химических основ синтеза магнитных жидкостей с заданными свойствами». Имеет более 127 научных работ, в том числе 72 авторских свидетельства и патентов РФ, 4 статьи в иностранных журналах. В настоящее время - главный специалист группы экспертов НИПИГазпереработка, д. т. н. с. н. с.



Евтушенко Михаил Борисович окончил МИСИС в 1983 году. С 1993 года занимается вопросами обогащения минерального сырья в псевдоутяжеленных магнитных жидкостях. В 2004 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме: «Повышение эффективности обогащения золотосодержащего сырья на основе тонкослойной магнитогравитационной сепарации». С 2008 года является директором ООО НТЦ «Магнитные жидкости». Имеет 16 научных публикаций, в том числе 6 авторских свидетельств на изобретение и патентов РФ.



Лисин Антон Валентинович окончил химико-технологический факультет Кубанского Государственного Технологического университета в 2006 году и поступил в аспирантуру. Имеет 4 научные публикации, в том числе 1 патент.

Когда расход магнитной жидкости (МЖ) в каком-либо процессе достаточно велик, то неизбежно возникает вопрос о возможности ее регенерации и повторного использования, учитывая ее высокую стоимость. Неслучайно в литературе отмечается недостаточно широкое использование МЖ в различных отраслях народного хозяйства именно из-за высокой стоимости ее.

Разделение немагнитных материалов по плотности в градиентном магнитном поле с использованием магнитных жидкостей на углеводородной основе является наиболее эффективным процессом обогащения. При высокой селективности разделения его отличает большая производительность, низкая энергоемкость, возможность применения для разделения материалов различной плотности даже при незначительной разности плотностей разделяемых материалов.

В настоящее время наибольший расход МЖ наблюдается при использовании ее в процессах разделения вторичного цветного сырья и выделения драгоценных металлов из концентратов. Вместе с тем область применения таких процессов могла бы быть заметно расширена при условии регенерации МЖ и возможности ее повторного использования.

В настоящее время участие в разработке процесса регенерации МЖ принимают Американский горный комитет (USBM), исследовательский центр Forest корпорации Union Carbide, а также ВНИИП-вторцветмет, ГИПРОМАШУГЛЕОБОГАЩЕНИЕ, ЦНИИОлово, ОАО «Грант», являющиеся разработчиками процессов обогащения различного вида материалов.

Процесс регенерации можно разделить на две стадии: удаление МЖ с поверхности разделенных материалов и восстановление рабочих характеристик МЖ для повторного использования.

Для процессов разделения вторичного цветного сырья полнота удаления МЖ с поверхности разделенных материалов является важным показателем процесса, так как при дальнейшей переработке цветного сырья железо, оставшееся в разделенном материале, снижает его чистоту и качество, а в отдельных случаях требует дополнительных затрат на его удаление. Поэтому при регенерации МЖ, используемой для разделения вторичного цветного лома, на первый план выходит стадия отмывки МЖ и остаточное содержание магнитной жидкости может служить степенью эффективности процесса регенерации.

При выделении драгоценных металлов из россыпей на первое место выступает задача выделения МЖ, уносимой пустой породой, с целью ее повторного использования.

Обзор способов регенерации МЖ целесообразно начать с тех, которые используются для удаления МЖ с поверхности разделенных цветных металлов. Известен способ регенерации МЖ [1], когда продукты обогащения поступают в рабочую камеру магнитного сепаратора, где на них воздействуют неоднородным магнитным полем. Для повышения эффективности процесса на исходную смесь одновременно воздействуют воздушной струей, направление которой устанавливают совпадающим с направлением вектора напряженности неоднородного

магнитного поля. При этом капли магнитной жидкости под действием силы магнитного поля и силы давления воздушной среды отделяются от продуктов обогащения и попадают в приемник магнитной жидкости, а очищенные от МЖ частицы поступают в приемник продуктов обогащения. Однако таким способом не удастся полностью удалить МЖ с поверхности разделенных материалов.

Неплохие результаты имеет Американский горный комитет по отмыванию алюминиевой и медной проволоки от МЖ на керосиновой основе путем обработки разделенных материалов водой.

Простота и экономичность процесса водной отмывки МЖ могут сделать его весьма привлекательным.

ГИПРОМАШУГЛЕОБОГАЩЕНИЕ предложил при обработке разделенных материалов водой исходную смесь помещать в жидкую среду и с одновременным воздействием неоднородного магнитного поля воздействовать ультразвуковыми колебаниями [2]. С целью повышения качества очистки поверхностных продуктов сепарации ВНИИПвторцветмет предлагает в качестве отмывающей жидкости применять водный раствор ПАВ, в качестве которого используют ДТ-7 при концентрации его в растворе 0,2...0,5 % [3]. Во многих работах подчеркивается целесообразность использования неионогенных ПАВ, но отмечается отрицательное воздействие ПАВ на обе стадии регенерации: как на удаление МЖ с поверхности разделенного материала, так и на извлечение МЖ из водного раствора ПАВ. При отработке режимов отмывки МЖ было установлено, что моющее действие растворов ПАВ ухудшается с уменьшением крупности разделяемых материалов и длительности использования моющего раствора. Это связано с уменьшением концентрации ПАВ в растворе вследствие адсорбции его на поверхности продуктов сепарации. Для поддержания заданной концентрации ПАВ в моющем растворе необходима подпитка его поверхностно-активным веществом. Это условие усложняет процесс отмывки МЖ необходимостью создания узлов определения концентрации ПАВ в моющем растворе и подпитки. Результаты испытаний показали, что удаление МЖ с поверхности цветных металлов слабо зависит от геометрической формы и размеров частиц. По-видимому, основным фактором, влияющим на качество отмывки, является состояние поверхности, т.е. наличие на ней трещин и пор. Наиболее полно вопросы отмывки и регенерации МЖ освещены в работе [4].

Вместе с тем в многочисленных работах по регенерации МЖ нет подтверждения возможности повторного использования МЖ, выделенной из водонефтяной эмульсии в магнитных сепараторах с градиентным магнитным полем. Тем не менее отмечается взаимодействие

МЖ с растворами ПАВ, которое приводит к структурным изменениям, проявляющимся в увеличении их вязкости. Наблюдающееся повышение вязкости МЖ связано с процессом эмульгирования воды (или раствора ПАВ) в структуру МЖ. Кривая намагничивания также претерпевает изменения, связанные с попаданием в МЖ воды и ПАВ. В таких случаях для установления возможности повторного использования таких жидкостей требуется дополнительная экспериментальная проверка.

Американский горный комитет попытался расширить имеющуюся технологию отмыва МЖ водой с поверхности алюминиевой или медной проволоки на мелкие частицы, такие как песок крупностью менее 1,0 мм, но она оказалась малоэффективной.

Проведенные эксперименты показали, что песок, пропитанный МЖ, после прохождения материала через брызгала contained заметное количество МЖ, которое определяли экстракцией небольшим количеством керосина. Повышение скорости потока на промывку и увеличение температуры воды приводило к снижению эффективности процесса. Максимальная достигнутая эффективность процесса составила всего 37 %, что является слишком низким показателем экономичности процесса отмывки [5].

Так как отмывка МЖ водой с таких частиц оказалась малоэффективной, то было предложено использовать растворитель (керосин) для отмывки МЖ подавая его противотоком с помощью разбрызгивающих устройств. Полезность такого процесса заключается в том, что керосин может отмыть даже пористые частицы от МЖ до любой требуемой чистоты. Схема процесса промывки разделенного материала керосином приведена на рис. 1. Отличие этой технологии от промывки водой заключается в том, что каждый носик (брызгало) запитан индивидуальным насосом, подающим МЖ из соседней с ней емкости.

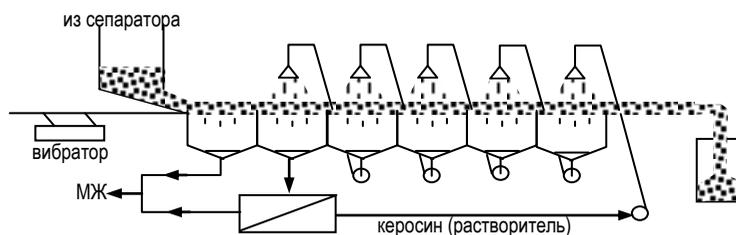


Рис. 1. Схема удаления МЖ с поверхности частиц с помощью растворителя [5]

Растворитель, дренированный через частицы, только что вошедшие в систему, содержит в себе значительное количество магнита для повторного изготовления МЖ с рабочими характеристиками.

Ни керосин, ни магнетит не теряются в течение процесса, но при этом получают МЖ, разбавленную в двадцать и более раз по сравнению с МЖ, используемой в рабочем зазоре сепаратора. Институтом ГИПРОМАШУГЛЕОБОГАЩЕНИЕ предложен способ концентрирования такой жидкости в сильном градиентном магнитном поле. Разбавленную МЖ помещают в межполюсной зазор сепаратора и воздействуют сильным магнитным полем, в результате происходит расслоение МЖ или процесс объемного изменения концентрации магнитных частиц. При этом появляются слои с пониженным содержанием частиц. Такие слои не удерживаются в межполюсном зазоре и стекают, увеличивая концентрацию магнитных частиц в оставшейся жидкости. Через определенное время в межполюсном зазоре остается жидкость, в которой концентрация магнитных частиц достаточна, чтобы проводить в ней процесс магнитогидростатической сепарации.

Более простыми способами концентрирования разбавленной МЖ являются дистилляция или ультрафильтрация. Выбор того или иного способа концентрирования МЖ определяется затратами на доведение концентрации МЖ до рабочей. При этом затраты на регенерацию МЖ не должны превышать стоимость исходной МЖ. Поэтому необходимо сравнить конкурирующие способы концентрирования разбавленной МЖ – ультрафильтрационный и дистилляторный – с учетом эксплуатационных затрат и капиталовложений.

Используя обычное стеклянное лабораторное оборудование при атмосферном давлении можно без труда довести концентрацию разбавленной МЖ до рабочей.

Для того, чтобы установить пригодность ультрафильтрационного процесса для регенерации МЖ, была использована лабораторная установка, схема которой приведена на рисунке 2 [5].

Установка работает следующим образом. Ресивер заполняется разбавленной МЖ. Когда открывается клапан (SV) и закрыт фильтрационный клапан (F), разбавленная МЖ продавливается в кольцо установки давлением азота. После заполнения системы клапан SV закрывается и включается мотор циркуляционного насоса М. Давление внутри кольца установки поддерживается с помощью регулятора давления (R), течение МЖ задается регулирующим клапаном (С), с помощью которого достигается желаемая разность давлений ( $P_1 - P_2$ ). После достижения заданной температуры открывается фильтрационный клапан и скорость фильтрации периодически измеряется путем отбора образцов через клапан SV.

Технические возможности метода определяются пористой мембраной, на размер пор которой не влияет органический растворитель и

которая не реагирует на повышение температуры. Ультрафильтрационная система UCAPSEP полностью отвечает этим требованиям. Основным компонентом системы является пористая труба с внутренним диаметром 6 мм, сделанная из чистого слегка графитированного углерода с диаметром пор порядка 10,0 нм и выдерживающая внутреннее давление до 30 атм. Для того, чтобы через стенку не проходили частички крупнее 10,0 нм, на внутреннюю поверхность трубы осаждают слой тугоплавкого оксида металла (обычно  $ZrO_2$ ). Этот слой образует рабочий фильтр и придает угольной трубе необходимую жесткость. Угольная труба соосно вставлена в оболочку из нержавеющей стали. Углерод и тугоплавкий оксид металла химически инертны по отношению к кислотам, щелочам, окислителям и органическим растворителям, а потому поры могут быть легко очищены от загрязняющих их осадков. При фильтрации частицы более 10,0 нм имеют тенденцию к созданию дополнительного барьера для материала, проходящего через стенку трубы, образуя в приграничных слоях уплотненные гелеподобные структуры. Для того, чтобы предотвратить возможность такого явления, которое может чрезмерно замедлить скорость фильтрации, рабочий раствор МЖ прокачивают через трубу с высокой тангенциальной скоростью.

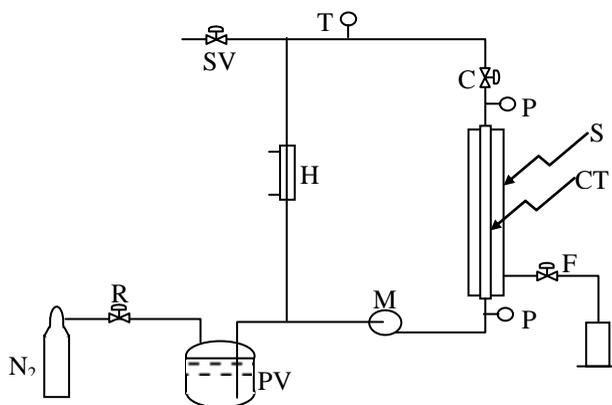


Рис. 2. Схема лабораторной ультрафильтрационной установки

Сравнивая экономические показатели этих двух процессов [5] американские исследователи пришли к выводу, что капитальные затраты для них достаточно близки, а эксплуатационные расходы при использовании дистилляции для регенерации МЖ значительно выше. Однако с увеличением производительности установок по регенерации

МЖ с использованием двух методов различия в общих затратах будут уменьшаться, так как капитальные затраты для ультрафильтрационной системы будут расти быстрее.

В заключение необходимо сказать, что можно заметно повысить эффективность регенерации МЖ с использованием дистилляции снизив эксплуатационные расходы. Для этого при удалении МЖ с поверхности разделенных материалов следует использовать углеводороды, имеющие температуру кипения ниже, чем начало кипения керосиновых фракций. При этом углеводороды на смыв МЖ с поверхности разделенных материалов должны поступать в паровой фазе. Такие технические решения позволяют резко снизить разбавление МЖ, смывом с поверхности разделенных материалов, а, следовательно, снизить эксплуатационные расходы в процессе использования дистилляции для регенерации МЖ.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Губаревич В.Н. Способ регенерации МЖ А.с. № 1708421, МКИ В 03 С 1/20.
2. Губаревич В.Н. , Ларионов Н.П., Новиков Т.В., Максимова Н.Я. Способ регенерации магнитной жидкости, А.с. № 1781895, МКИ В 03 С 1/30.
3. Кравченко Н.Д., Дубинин А.В. Способ регенерации ферромагнитной жидкости из водной эмульсии, А.с. № 1459713, МКИ В03С 5/30.
4. Кравченко Г.Д. Магнитогидростатическая сепарация отходов цветных металлов. Вторичная металлургия цветных металлов. Обз. инф., вып.4. - М. – 1986.
5. Farkas J. Hargitay B. Recovery and Reconstitution of Ferromadnetic Fluids, Separation Science and Technology, 18 (10), pp. 917 - 936. - 1983.

## ТРЕХМЕРНЫЙ АНАЛИЗ МАГНИТНОГО ПОЛЯ МАГНИТОЖИДКОСТНОГО ГЕРМЕТИЗАТОРА С УЧЕТОМ ЭКСЦЕНТРИСИТЕТА ВАЛА

**Казаков Ю.Б., Ершов А.Г.**

Ивановский государственный энергетический университет

153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34,

факс: (4932)385722, тел: (4932)385785; E-mail: [elmash@em.ispu.ru](mailto:elmash@em.ispu.ru)



Казаков Юрий Борисович окончил Ивановский энергетический институт в 1976 г. В 2000 г. защитил докторскую диссертацию "Численное моделирование и разработка конструкций электрических машин с учетом взаимного влияния физических полей". Имеет 220 публикаций, в том числе 63 статьи, авторское свидетельство, патенты на изобретения. В настоящее время - научный руководитель проблемной научно-исследовательской лаборатории прикладной феррогидродинамики, профессор, заведующий кафедрой электромеханики ИГЭУ, чл.-корреспондент академии электротехнических наук РФ.



Ершов Александр Геннадьевич окончил Ивановский энергетический институт в 1998 г. Имеет 12 публикаций. В настоящее время – инженер кафедры электромеханики ИГЭУ.

На распределение магнитного поля в зазоре магнитожидкостного герметизатора (МЖГ) влияет величина эксцентриситета вала ( $\epsilon$ ). При эксцентриситете формируется неравномерный зазор вдоль окружности вала, что вызывает перераспределение магнитного потока в зону малых зазоров. Максимальный удерживаемый перепад давления МЖГ определяется индукциями  $V_{MAX}$  и  $V_{MIN}$  в зоне наибольшего зазора, поэтому эксцентриситет приводит [1, 2] к снижению критического удерживаемого перепада давления, появлению силы магнитного тяжения вала к полюсу. При эксцентриситете магнитное поле в МЖГ является трехмерным и в случае нелинейностей магнитных характеристик материалов поля учет эксцентриситета вала при двухмерном моделировании и строгих допущениях некорректен.

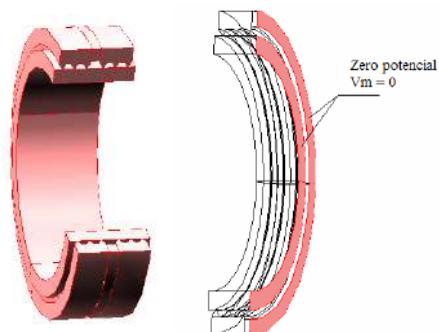


Рис. 1. Трехмерная модель МЖГ и граничные условия при расчете магнитного поля

Для оценки погрешности двумерного моделирования выполнено трехмерное моделирование нелинейного магнитного поля МЖГ с учетом эксцентриситета вала при разных его величинах с учетом перераспределения магнитного потока в зону малых зазоров. Трехмерный эскиз МЖГ и граничные условия представлены на рис. 1, конфигурация рабочей зоны герметизатора – на рис. 2.

Геометрия зазора определялась следующими геометрическими параметрами:  $\delta = 0.1$  мм, (максимальный зазор  $\delta = 0.19$  мм, минимальный – 0.01 мм),  $b/\delta = 30$ ,  $t_1/\delta = 2$ ,  $t_2/\delta = 6$ ,  $\alpha = \beta = 60^\circ$ ,  $r_B = 30$  мм (рис. 2). Материал зубца и вала – сталь 3. Относительная магнитная проницаемость стали задавалась функцией  $\mu_r = f(H)$ .

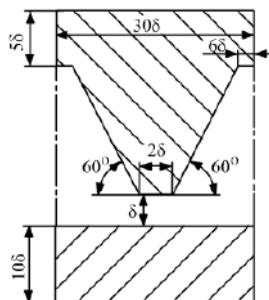


Рис. 2. Конфигурация рабочей зоны герметизатора

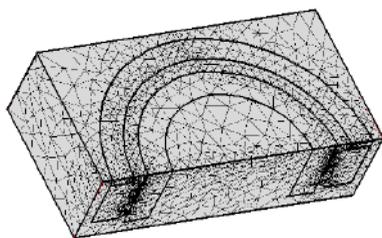


Рис. 3. Трехмерная конечно-элементная модель 1/4 части МЖГ

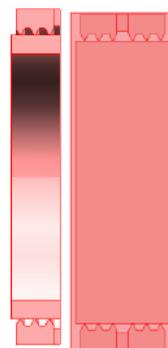


Рис. 4. Двумерная модель МЖГ

В качестве расчетной трехмерной области, исходя из условий симметрии, рассматривалась 1/4 часть МЖГ. Модель содержала 75000 трехмерных конечных элементов (рис. 3).

Для сравнения также выполнено двухмерное моделирование магнитного поля МЖГ. В двумерной модели (рис. 4) число конечных элементов составляло 6700.

На рис. 5 представлены графики изменения индукции в зазоре МЖГ для трехмерной и двухмерной моделей при отсутствии эксцентриситета. Очевидно, что результаты совпадают, что свидетельствует о корректности моделей.

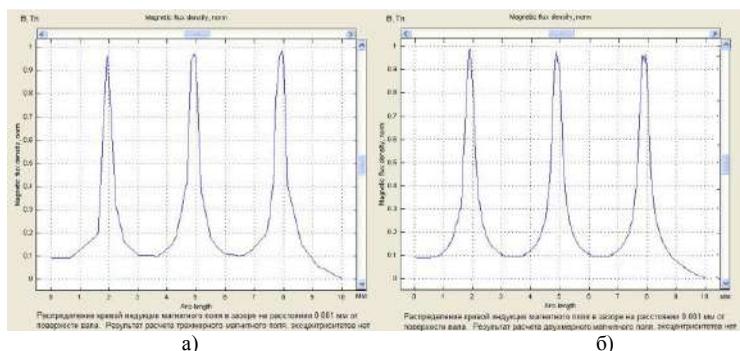


Рис. 5. Графики изменения индукции в зазоре МЖГ для трехмерной (а) и двухмерной (б) моделей при отсутствии эксцентриситета

В таблице представлены численные значения максимальной и минимальной индукций в области минимального и максимального зазоров при разных эксцентриситетах вала ( $\delta = 0.1$  мм – равномерный зазор,  $\delta = 0.19$  мм – максимальный зазор,  $\delta = 0.01$  мм - минимальный зазор).

Максимальная и минимальная индукция в области минимального и максимального зазоров при разных эксцентриситетах вала

$\delta_{max}$ , мм	0.1	0.102	0.11	0.12	0.15	0.16	0.18	0.19
$B_{max}$ , Тл	0.981	0.968	0.894	0.777	0.649	0.600	0.577	0.577
$B_{min}$ , Тл	0.103	0.103	0.105	0.098	0.099	0.102	0.098	0.091

На рис. 6 представлены графики изменения  $B_{MAX}$  и  $B_{MIN}$  при изменении эксцентриситета от 0 до 98% номинального зазора ( $\delta$ ) в обла-

сти с наибольшим зазором на расстоянии  $0.01 \delta$  от поверхности вала для двухмерной (2-D) и трехмерной (3-D) моделей.

При отсутствии учета перераспределения магнитного потока в зону малого зазора (модель 2-D)  $B_{\text{MAX}}$  оказывается завышенной, погрешность достигает 15 % при предельных  $\varepsilon$ .  $B_{\text{MIN}}$  для обеих моделей практически совпадает и от эксцентриситета зависит слабо. Соответственно использование двухмерных моделей нелинейного магнитного поля МЖГ при больших эксцентриситетах приводит к завышению максимального удерживаемого перепада давления до 15%.

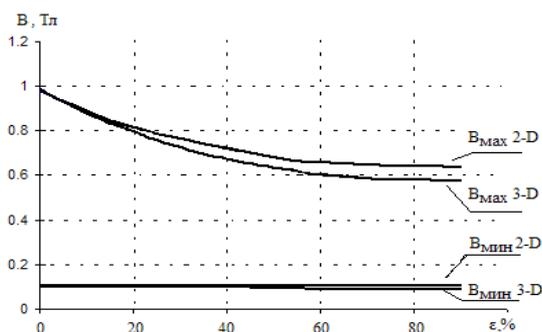


Рис. 6. Изменение индукций  $B_{\text{MAX}}$  и  $B_{\text{MIN}}$  в зависимости от эксцентриситета вала для двухмерной (2-D) и трехмерной моделей (3-D) магнитного поля МЖГ

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. **Конечно-разностное** моделирование магнитожидкостного герметизатора/ Страдомский Ю.И., Перминов С.М., Борисов С.С., Русакова Н.Н.// Магнитные жидкости в ИГЭУ / Под ред. Ю.Я. Щелькалова – Иван. гос. энерг. ун-т, 2004. – С. 149-169.
2. **Казakov Ю.Б., Ершов А.Г., Перминов С.М.** Трехмерное моделирование магнитного поля магнитожидкостного герметизатора с учетом эксцентриситета вала // Состояние и перспективы развития электротехнологии": Материалы междунар. н.-т. конф. - Иваново, ИГЭУ, 2007, II том, с. 90.

## РАЗРАБОТКА СРЕДСТВ УПРАВЛЕНИЯ ПРОЦЕССОМ КОЛЕБАНИЙ МАШИН И МЕХАНИЗМОВ

**Шурыгин А. М., Шурыгин М. Н., Крылов Н. И.**

Ивановский государственный энергетический университет  
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34. Факс: (4932)385701;

E-mail: [elmash@em.ispu.ru](mailto: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 25 научных публикаций, в том числе 6 статей, 1 патент РФ, 1 свидетельство РФ об официальной регистрации программы для ЭВМ. В настоящее время является старшим преподавателем кафедры «Технология автоматизированного машиностроения» ИГЭУ.



Шурыгин Михаил Николаевич окончил ИЭИ в 1977 году. В 1989 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме: «Разработка методик уточненного расчета магнитных полей в трансформаторах и реакторах». Имеет 45 научных публикаций, в том числе 13 статей, 2 патента РФ. В настоящее время является профессором кафедры «Электромеханика» ИГЭУ. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами Министерства образования РФ.



Крылов Николай Иванович окончил ИЭИ в 1972 году. В 1978 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме: «Повышение виброустойчивости РМТОП». Имеет 56 научных публикаций, в том числе 34 статьи, 1 авторское свидетельство на изобретение, 1 патент РФ, 4 статьи в иностранных журналах. С 1986 по 1993 год являлся доцентом кафедры Т и ПИМ ИЭИ. С 1993 года по настоящее время работает в должности начальника сектора технических расчетов в ОАО «Автокран».

Непрерывное возрастание требований к виброиспытательной технике, средствам измерения колебаний и виброзащиты приводит к тому, что они должны удовлетворять целому ряду показателей, в том числе, обеспечивать управление параметрами колебаний (или процессом их гашения).

В ряде случаев наиболее подходящими исполнительными элементами, удовлетворяющими этим требованиям, являются электромеханические виброизолирующие устройства и гасители колебаний. Применение в таких устройствах [1, 3, 4] магнитореологической нанодисперсной суспензии (МРНДС) в качестве диссипативного элемента позволяет:

1) обеспечивать высокоэффективное виброгашение в широком частотном диапазоне от 10 до 2000 Гц;

2) осуществлять управление процессом колебаний машин и механизмов посредством изменения вязкоупругих свойств МРНДС устройств их виброзащиты с помощью магнитного поля.

МРНДС относится к классу жидкостей с размером частиц дисперсной ферромагнитной фазы ( $10^{-10}$ – $10^{-9}$ ) м. В магнитном поле ферромагнитные частицы, взаимодействуя между собой, образуют так называемые анизодиаметрические агрегаты, ориентированные вдоль силовых линий магнитного поля [1]. При воздействии внешнего магнитного поля МРНДС изменяет свою намагниченность, что приводит к изменению ее вязкоупругих свойств. Эффект изменения вязкоупругих свойств заключается в изменении ориентации анизодиаметрических агрегатов в магнитном поле. Единичный объем МРНДС обладает вязкоупругими свойствами в результате воздействия на этот объем силы  $\vec{P}_v$  со стороны магнитного поля:

$$\vec{P}_v = \mu_0 (\vec{M}\nabla)\vec{H}, \quad (1)$$

где  $\mu_0$  – магнитная проницаемость вакуума;  $\vec{M}$  – намагниченность МРНДС;  $\vec{H}$  – напряженность магнитного поля.

Примером устройства виброзащиты, основанного на использовании в качестве диссипативного элемента МРНДС, является магнитореологический гаситель колебаний (МРГК), представленный на рис. 1.

Изображенный на рис. 1 гаситель колебаний состоит из корпуса 1, являющегося магнитопроводом, который через пружину 7 закрепляется на защищаемом объекте. Подвижный сердечник, состоящий из двух частей, прикреплен к корпусу плоскими пружинами 6. Внутренняя часть подвижного сердечника 4 выполнена в виде цилиндра из немагнитного материала, а наружная часть 3 представляет собой катушку из магнитомягкого материала, на которой размещена обмотка управления 5. В зазоре между катушкой и корпусом находится МРНДС 2.

Гаситель колебаний работает следующим образом. При подаче сигнала управления возникает магнитный поток, пронизывающий зазор, в котором находится МРНДС. Вязкость МРНДС возрастает с увеличением индукции магнитного поля в зазоре.

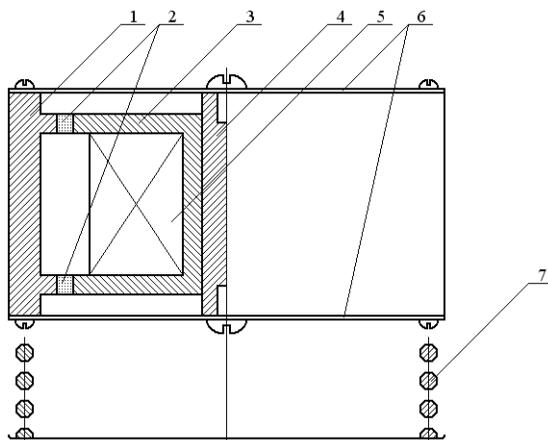


Рис. 1. Магнитореологический гаситель колебаний:  
 1 – корпус; 2 – МРНДС; 3 – подвижный сердечник (наружная часть);  
 4 – подвижный сердечник (внутренняя часть); 5 – обмотка управления;  
 6 – плоские пружины; 7 – пружина

При колебаниях подвижного сердечника магнитный поток определяется величиной сигнала, подаваемого на обмотку управления. При этом изменяются диссипативно-жесткостные свойства МРНДС, что приводит к изменению частотных характеристик МРГК.

Массу подвижного сердечника можно изменять, меняя материал внутренней его части. Тем самым можно проводить настройку МРГК в области высоких частот в зависимости от массы защищаемого объекта.

Как показывают результаты экспериментальных измерений диссипативной силы в МРГК на базе магнитореологической суспензии, представленные на рис. 2, с увеличением напряженности магнитного поля крутизна характеристики,  $\alpha$ , следовательно, и коэффициент диссипации возрастают, сам же характер кривых не изменяется, сохраняя слабо нелинейные свойства. При отклонениях диссипативной силы от номинального значения (120 Н) на 7% характеристику можно считать линейной.

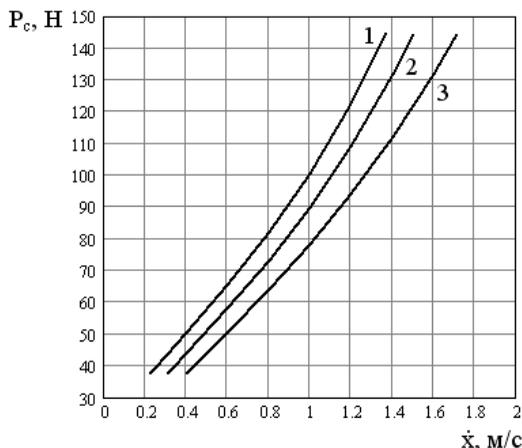


Рис. 2. Зависимость диссипативной силы в зазоре МРГК от виброскорости колеблющегося объекта при различной напряженности магнитного поля: 1, 2, 3 –  $H=120, 80, 40$  А/м соответственно

В общем виде колебательная система управляемого линейного объекта с  $N$  степенями свободы описывается уравнением [2]:

$$[A][\ddot{X}] + [B][\dot{X}] + [C][X] = [P] + [U], \quad (2)$$

где  $[A]$ ,  $[B]$ ,  $[C]$  – соответственно матрицы инерции, диссипации и жесткости;  $[P]$  – вектор возмущения;  $[U]$  – вектор управления;  $[X]$  – вектор виброперемещения.

Учитывая, что показанная на рис. 2 зависимость диссипативной силы  $P_c$  в зазоре МРГК от виброскорости  $\dot{x}$  близка к линейной, вектор управления  $[U]$  путем соответствующей обработки сигналов обратной связи по мгновенным значениям фазовых координат может быть сформирован в виде следующей линейной комбинации:

$$[U] = \pm[D][\dot{X}] \pm [F][X], \quad (3)$$

где  $[D]$ ,  $[F]$  – матрицы коэффициентов усиления.

Подставив (3) в (2), после перегруппировки слагаемых получим:

$$[A][\ddot{X}] + [B'][\dot{X}] + [C']X = [P], \quad (4)$$

где  $[B']$ ,  $[C']$  – соответственно эквивалентные матрицы диссипации и жесткости.

Поочередным или совместным изменением матриц коэффициентов усиления  $[D]$  и  $[F]$  можно управлять либо отдельными эквивалентными матрицами, либо полной матрицей механического импеданса управляемого объекта, что, в свою очередь, ведет к изменению вектора

виброперемещения [X]. В частности, при соответствующем выборе вектора управления можно уменьшить составляющие вектора виброперемещения до некоторых нормированных значений, т.е. решить задачу активной виброзащиты.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Управляемые магнитоожидкостные виброизоляторы / Рулев С. В., Самсонов В. Н., Савостьянов А. М., Шмырин Г. К. – М. : Министерство обороны СССР, 1988. – 207 с.
2. Фролов К. В., Фурман Ф. А. Прикладная теория виброзащитных систем. – М. : Машиностроение, 1980. – 276 с.
3. Щелькалов Ю. Я., Шурыгин М. Н., Крылов Н. И. Применение метода параметрического возмущения расчетной модели для оценки работоспособности магнитогеологического виброизолятора // 10-я Юбилейная Международная Плесская конференция по магнитным жидкостям : сборник научных трудов. – Иваново : ИГЭУ, 2002. – С. 464-469.
4. Щелькалов Ю. Я., Шурыгин М. Н., Крылов Н. И. Динамически настраиваемый виброгаситель // Тезисы докладов Международной научно-технической конференции «Состояние и перспективы развития электротехнологии» (X Бенардосовские чтения). – Иваново : ИГЭУ, 2001. – Т. 1. – С. 159.

## УСТАНОВКА ДЛЯ ИСПЫТАНИЙ КОМБИНИРОВАННЫХ ГЕРМЕТИЗАТОРОВ С МАГНИТНОЙ НАНОЖИДКОСТЬЮ

**Баусов А.М., Сайкин М.С., Семенов И.В., Шевяков А.Н.**  
Ивановская государственная сельскохозяйственная академия  
имени академика Д.К.Беляева

153012, г.Иваново, ул.Советская, 45. Факс (4932)328144

E-mail: [Bausov@inbox.ru](mailto:Bausov@inbox.ru)

Ивановский государственный энергетический университет  
153003, г.Иваново, ул.Рабфаковская, 34. Факс: (4932)385701;

E-mail: [office@polytech.ivanovo.ru](mailto:office@polytech.ivanovo.ru)



Баусов Алексей Михайлович закончил Ивановский государственный сельскохозяйственный институт по специальности «Инженер-механик» в 1985 году. В 1991 году в МИИСП имени В.П. Горячкина защитил кандидатскую диссертацию на тему: «Повышение долговечности подшипниковых узлов вентиляторов тракторов класса 0,6 и 0,9 применением магнитоожидкостных уплотнений». В 2004 году в МГАУ имени В.П.Горячкина защитил докторскую диссертацию на тему: «Комбинированные магнитоожидкостные уплотнения подшипниковых узлов сельскохозяйственной техники». Научный руководитель – Заслуженный деятель науки и техники РФ, д.т.н., проф. Тельнов Николай Федорович; д.т.н., проф. Сизов Александр Павлович. Имеет 77 публикаций, в том числе 1 монографию. С 1985 года на преподавательской работе. Является заведующим кафедры «Технический сервис» ФГОУ ВПО Ивановская ГСХА имени академика Д.К.Беляева.



Сайкин Михаил Сергеевич закончил электромеханический факультет Ивановского энергетического института им. В.И. Ленина по специальности «Электрические машины» в 1979 году. С 1980 по 2000 год работал в Специальном конструкторско-технологическом бюро «Полюс», где прошёл путь от инженера-конструктора III категории до ведущего конструктора. В 1998 году в МЭИ (ТУ) защитил кандидатскую диссертацию на тему: «Разработка и исследование электромеханических магнитоожидкостных герметизаторов специального технологического оборудования». Научный руководитель – Заслуженный деятель науки и техники, д.т.н., проф. Щелькалов Юрий Яковлевич, научный консультант – д.т.н., проф. Казаков Юрий Борисович. Опубликовал 86 научных работ, в том числе 18 статей. Имеет 33 разработки, защищённых охранными документами. С 2000 является доцентом кафедры теоретических основ электротехники и электротехнологий. В 2006 году Указом Президента России ему присвоено почётное звание «Заслуженный изобретатель России».



Семенов Иван Вячеславович закончил Ивановскую государственную сельскохозяйственную академию имени академика Д.К. Беляева по специальности «Инженер» в 2005 году. С 2005 года является аспирантом кафедры «Технический сервис» Ивановской государственной сельскохозяйственной академии имени академика Д.К.Беляева. Научный руководитель – д.т.н., профессор кафедры «Технический сервис» ИГСХА Баусов Алексей Михайлович; научный консультант – к.т.н., доцент кафедры «Теоретические основы электротехники и электротехнологии» ИГЭУ Сайкин Михаил Сергеевич. Опубликовал 5 научных статей. С 2005 года работает на станции технического обслуживания автомобилей. Является инженером по гарантии автомобилей марок ГАЗ и Mitsubishi.



Шевяков Алексей Николаевич закончил Ивановскую государственную сельскохозяйственную академию имени академика Д.К. Беляева по специальности «Инженер» в 2005 году. С 2005 года является аспирантом кафедры «Технический сервис» Ивановской государственной сельскохозяйственной академии имени академика Д.К. Беляева. Научный руководитель – д.т.н., профессор кафедры «Технический сервис» ИГСХА Баусов Алексей Михайлович; научный консультант – к.т.н., доцент кафедры «Теоретические основы электротехники и электротехнологии» ИГЭУ Сайкин Михаил Сергеевич. Опубликовал 5 научных статей. С 2005 года на преподавательской работе. Является старшим преподавателем кафедры «Тракторы и СХМ» ФГОУ ВПО Ивановская ГСХА имени академика Д.К.Беляева.

Ресурс работы машин и механизмов различного назначения зависит от надёжности работы подшипниковых узлов, основная причина отказа которых связана с неудовлетворительной работой уплотнений.

Традиционные типы контактных уплотнений [1], используемые в автотранспортной и сельскохозяйственной технике – изнашиваются, что приводит к утечке смазывающего материала и разрушению подшипника.

Недостатки таких уплотнений состоят в следующем:

- постоянные утечки герметизируемой среды, которые наиболее значительно проявляются в статическом режиме работы;
- потери масла приводят к снижению работоспособности и времени межремонтных пробегов узла, тем самым, увеличивая эксплуатационных расходы;
- наличие высокого коэффициента трения вызывает сильный разогрев контактирующих поверхностей, что снижает ресурс работы подшипниковых узлов.

Герметизаторы с магнитной наножидкостью (МНЖГ) широко используются в вакуумных технологиях, химической и биологической промышленности, энергетическом и текстильном оборудовании [2].

Их основные преимущества, перед традиционными типами уплотнений, заключаются в практически абсолютной герметичности,

малом собственном моменте трения, отсутствии износа, высокой долговечности и простоте технического обслуживания.

Их основной недостаток проявляется при наличии в герметизируемой среде механических включений. Кроме того, применение МНЖГ ограничено перепадом давлений. Его величина составляет 0,3...0,5 МПа. При дальнейшем увеличении перепада давлений применение МНЖГ становится нецелесообразным, т.к. приводит к значительному увеличению их габаритов.

Таким образом, применение комбинированных МНЖГ для подшипниковых узлов позволяет использовать достоинства этих типов уплотнений.

Комбинированные герметизаторы с магнитной наножидкостью КМНЖГ должны быть спроектированы с учётом коэффициента запаса по перепаду давлений [3]:

$$\Delta P_{кр} = \kappa \Delta P_p$$

где  $\Delta P_{кр}$  – критический перепад давлений, при котором происходит разгерметизация узла;  $\Delta P_p$  – рабочий перепад давлений;  $\kappa = 1,5...3,0$  – коэффициент запаса по перепаду давлений. Его значение выбирают исходя из требуемого ресурса работы и условий эксплуатации конкретного узла.

Критический перепад давлений КМНЖГ складывается из перепадов давлений двух уплотнений: традиционного и МНЖГ:

$$\Delta P_{кр} = \Delta P_{кр1} + \Delta P_{кр2}$$

где  $\Delta P_{кр1}$  – критический перепад давлений традиционного уплотнения;  $\Delta P_{кр2} = M_{SO} (B_{max} - B_{min})$  – критический перепад давлений МНЖГ;  $M_{SO}$  – начальное значение намагниченности магнитной жидкости;  $B_{max}, B_{min}$  – максимальное и минимальное значение магнитной индукции под зубцом МНЖГ.

МНЖГ обеспечивает герметичность узла, а традиционное уплотнение – необходимое значение перепада давлений и защиту магнитной жидкости от воздействия механических включений. Поэтому при проектировании КМНЖГ целесообразно выполнять соотношение:

$$\Delta P_{кр1} > \Delta P_{кр2}$$

Одна из конструкций КМНЖГ, предназначенного для защиты подшипника качения представлена на рис.1. КМНЖГ состоит из сальникового уплотнения 1 и магнитного узла, который представляет собой отдельный блок. Он состоит из постоянного магнита 2 и полюсных приставок 3, размещённых в крышке 4, которая крепится к корпусу.

су 5 и защищает подшипник 6. Герметизация вала 7 осуществляется КМНЖГ. Магнитная жидкость 8 удерживается в рабочем зазоре и обеспечивает герметичность подшипника и смазку сальникового уплотнения. Кроме сальникового уплотнения в представленной конструктивной схеме можно использовать манжетное уплотнение.

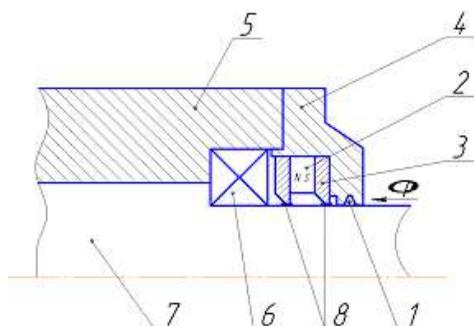


Рис. 1

Для исследования эксплуатационных параметров КМНЖГ разработана и изготовлена экспериментальная установка (рис.2).

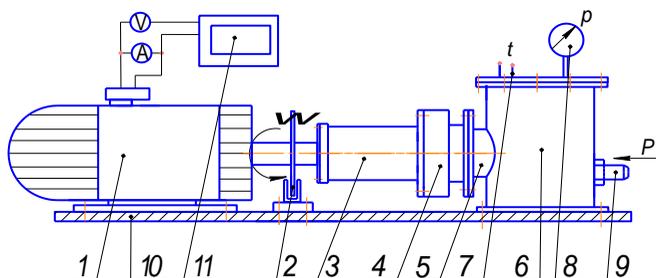


Рис. 2

Установка состоит из электродвигателя постоянного тока 1, датчика считывания оборотов вращения вала 2, МНЖГ 3, крышки для установки традиционного уплотнения 4, герметичного переходного рукава 5, рабочей ёмкости для заполнения герметизируемой жидкостью 6, термометра 7, прибора для измерения давления 8, штуцера 9, станины 10 и пульта управления 11.

Установка позволяет проводить испытания КМНЖГ, изготовленных по радиальной и торцевой схемам. При этом на установках могут исследоваться КМНЖГ, предназначенные для герметизации валов диаметром от 20 до 90 мм. В каждом КМНЖГ предусмотрена

возможность регулирования величины максимальной магнитной индукции в рабочем зазоре от 0,8 до 1,7 Тл, за счёт изменения числа наборных высококоэрцитивных постоянных магнитов. В конструкциях магнитных узлов можно использовать постоянные магниты в форме прямоугольных пластин или дисков.

Установка работает следующим образом: устанавливаем на стенд испытываемый комплект уплотнений, состоящий из МНЖГ радиального или торцевого типа и традиционного уплотнения. Выбираем требуемую величину максимальной индукции в рабочем зазоре. После этого заправляем герметизируемой жидкостью рабочую ёмкость, включаем привод и задаем необходимую частоту вращения приводного вала. Создаём перепад давлений, определяем работоспособность КМНЖГ, фиксируя эксплуатационные параметры. Затем испытания проводятся отдельно для традиционного уплотнения и МНЖГ. По методике испытаний меняют параметры внешних факторов, и получают экспериментальные результаты.

Таким образом, установка позволяет моделировать реальные условия эксплуатации КМНЖГ, предназначенных для защиты подшипниковых узлов машин и механизмов. Это даёт возможность выбрать рациональные параметры КМНЖГ для различных условий эксплуатации.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Уплотнения и уплотнительная техника: Справочник./ Под общей ред. А.И. Голубева, А.А. Кондакова. М.: Машиностроение, 1986. 464 с.
2. Михалёв Ю.О., Орлов Д.В., Лысенков С.Г., Сайкин М.С. Практическое применение магнитожидкостных уплотнений, разработанных в СКТБ «Полус» // Тез. Докл. 8-й Международной конференции по магнитным жидкостям (Плётс), Иваново: ИГЭУ, 1998, С. 201-203.
3. Баусов А.М., Сайкин М.С., Семёнов И.В., Шевяков А.Н. Разработка рекомендаций по проектированию магнитожидкостных уплотнений для герметизации валов сельскохозяйственных машин./ Вестник научно-промышленного общества, М: Изд-во «АЛЕВ-В», Вып. 10, 2006, С.127-131.

## К РАЗРАБОТКЕ ТЕРМОУПРАВЛЯЕМОГО МАГНИТОЖИДКОСТНОГО УПЛОТНЕНИЯ

**Сизов А.П.**

Ивановская государственная сельскохозяйственная академия им. акад.  
Д.К. Беляева. 153012, г. Иваново, ул. Советская, 45 тел./факс 328144  
е – mail: [ivgsha@tpi.ru](mailto:ivgsha@tpi.ru)

**Сергеев Е.В., Снегирев Д.Г.**

Ивановский институт ГПС МЧС России. 153040, г. Иваново,  
пр. Строителей, 33. т. (4932) 56-37-09, Факс: (4932) 56-76-30  
е – mail: [edufire@mail.ru](mailto:edufire@mail.ru)



Сизов Александр Павлович окончил Ивановский энергетический институт в 1966 году. В 1985 году защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора технических наук по теме: «Повышение надежности узлов машин с использованием магнитных жидкостей». Имеет 140 научных публикаций, в том числе 35 статей, 42 авторских свидетельства на изобретения и патентов РФ, 8 статей в иностранных журналах. В настоящее время является заведующим кафедрой «Механизация и электрификация с/х производства» д.т.н., проф. Ивановской государственной сельскохозяйственной академии. Лауреат премии Правительства РФ в области науки и техники.



Сергеев Евгений Владимирович окончил в 1994 году Высшую инженерную пожарно-техническую школу МВД РФ. Имеет 10 научных публикаций. В настоящее время является заместителем начальника кафедры «Пожарная автоматика» Ивановского института ГПС МЧС РФ.



Снегирев Дмитрий Геннадьевич окончил Ивановский химико-технологический институт в 1989 году. В 1997 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме: «Синтез триизоиндолбензолмакрогетероцикла и изучение его металлокомплексов в качестве полифункциональных стабилизаторов полимеров». Имеет 16 научных публикаций, в том числе 1 патент РФ. В настоящее время является начальником кафедры «Пожарная автоматика» Ивановского института ГПС МЧС РФ.

Применение магнитоуправляемых наножидкостей (МУНЖ) в уплотнительной технике в качестве уплотняющего материала позволило решить ряд проблем: повышение герметичности практически до 100% при значительном снижении трения в уплотнении, уменьшение износа деталей уплотнения и повышение долговечности при стабильных параметрах герметичности. Указанные преимущества уплотнений вращающихся валов, определили их сферу внедрения. Аналогичные

данные можно получить при использовании МУНЖ для неподвижных соединений например, герметизация крышек и фланцев. В этом случае отпадает необходимость в дополнительном деформировании уплотняющего материала для достижения необходимой герметичности.

Разработано статическое уплотнение с использованием МУНЖ [1], представленное на рис. 1. Такое уплотнение состоит из постоянного кольцевого магнита 1, образующего совместно с крышкой 2, внешним кольцом 3 и внутренним кольцом 4 магнитопровод для замыкания магнитного потока, созданного постоянным магнитом. Зазор между крышкой 2 и кольцами 3,4 заполнен МУНЖ 5, которая предотвращает перетекание среды из полости «а» в полость «б» под действием разности давлений  $\Delta P$ . Крышка 2 через тягу 6 совмещена с термочувствительным элементом 7, который установлен на неподвижной опоре 8. Подвижная крышка 2 за счет магнитных сил примыкает к кольцам 3,4 и не имеет возможности перемещаться в осевом направлении до определенной величины  $\Delta P$ .

Термочувствительный элемент можно выполнить упругим, например из биметалла. В этом случае усилие, развиваемое термочувствительным элементом  $F_{\text{э}}$ , может быть направлено согласно или встречно с действующим перепадом давления. Величина компенсируемого МУНЖ перепада давления может быть определена по аналогичной методике для уплотнений вращающихся валов, работающих в статическом режиме, т.е. когда частота вращения вала  $n = 0$  [2].

Практический интерес для термоуправляемого уплотнения представляет время в течение которого при достижении определенной температуры происходит пробой МУНЖ, т.е. полная разгерметизация  $t$ . Это время  $t$  состоит из времени перетекания МУНЖ до критического значения  $t_{\text{кр}}$ , времени деформации термочувствительного элемента  $t_{\text{д}}$ .

$$t = t_{\text{кр}} + t_{\text{д}} .$$

Предполагается, что при деформации термочувствительного элемента усилие  $F_{\text{д}}$ , созданное элементом, действует согласно с перепадом давления.

Проведены экспериментальные исследования по времени разгерметизации магнитожидкостного уплотнения при воздействии перепада давления, превышающего критический перепад для статического режима на 20%. В результате исследований установлено, что при нескольких параллельных измерениях данные по времени разгерметизации имеют значительный разброс. Исследованиями установлено, что на величину, удерживаемого МЖУ перепада давления в статике  $P_{\text{ст}}$ , значительное влияние оказывает предел текучести используемой МУНЖ.

Проведены исследования реологических свойств МУНЖ на ротационном вискозиметре, которые показали, что величина предела текучести  $\tau_p$  так же имеет разброс по величине при параллельных измерениях и чем выше  $\tau_p$ , тем этот разброс больше. На основании этого сделан вывод о значительном вкладе в значение  $\tau_p$  образование структуры из феррочастиц при воздействии магнитного поля. Указанные процессы необходимо учитывать при разработке и расчете статических уплотнений с МУНЖ.

Время  $t_d$  при использовании биметаллических термодатчиков зависит от материала, из которого изготовлен термодатчик и ряда других параметров.

Проведенные исследования показывают, что при выборе МУНЖ для работы в термоуправляемом уплотнении, необходимо учитывать не только ее магнитные свойства, но и процессы структурообразования происходящие в МУНЖ.

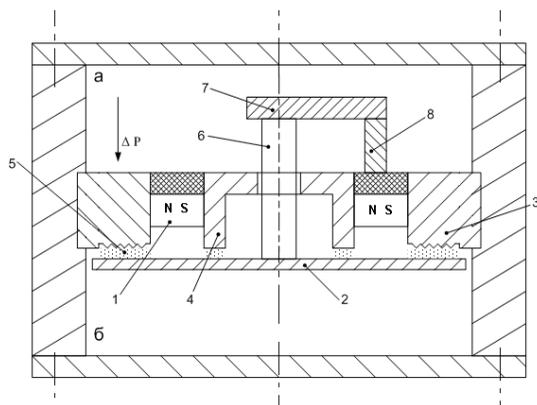


Рис. 1. Конструкция термоуправляемого уплотнения

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Сизов А.П. и др. Термоуправляемое магнитожидкостное уплотнение. Патент № 2186275 Б.И. №29 2003.
2. Орлов Д.В. и др. Магнитные жидкости в машиностроении. //М.: Машиностроение, 1993. - с. 41-53.

## **ФОРМА СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В ВЫСОКОСКОРОСТНОМ УПЛОТНЕНИИ**

**Погирницкая С.Г., Чернобай В.А., Зенько Н.В.**

Белорусский национальный технический университет  
220013, Республика Беларусь, г. Минск, пр. Независимости, 65,  
E-mail: pogirs@tut.by

Чернобай Владимир Алексеевич в 1973 году окончил Харьковский авиационный институт. В 1983 году защитил диссертацию к.т.н. по теме «Тепловые и гидродинамические процессы в высокоскоростных магнитожидкостных уплотнениях». Имеет 85 научных публикаций. Область научных интересов: гидродинамика и теплоперенос в магнитных жидкостях.

Погирницкая Светлана Георгиевна окончила Белорусский государственный университет в 1981 году. Область научных интересов включает в себя гидродинамические и теплообменные процессы в магнитных жидкостях. Имеет 40 научных публикаций. Работает старшим преподавателем в Белорусском национальном техническом университете.

Зенько Наталия Владимировна – студентка 4 курса Белорусского национального технического университета.

В настоящей работе экспериментально исследовано влияние скорости вращения вала на форму свободной поверхности магнитной жидкости в радиальном зазоре уплотнения и удерживаемый магнитожидкостным уплотнением перепад давления.

Анализ известных работ, посвященных данной проблеме [1, 2, 3], позволяет сделать вывод об актуальности экспериментальных исследований по этой теме.

Исследования проводились на магнитожидкостном уплотнении традиционной конструкции (рис. 1а), состоящей из двух полюсов 1, 2, постоянного магнита 3, вала (диаметром 40 мм) 4. Радиальный зазор (0,2 мм) заполнялся магнитной жидкостью на основе трансформаторного масла и магнетита с намагниченностью насыщения 60 кА/м. В рабочем зазоре магнитное поле, измеренное датчиком Холла, соответствовало 800 кА/м. Линейная скорость вала изменялась ступенчато в интервале 0÷60 м/с. Вакуумным насосом в камере уплотнения создавали перепад давления, который измеряли с помощью образцовых манометров и вакуумметров.

Использовалась следующая методика измерения удерживаемого перепада давления: устанавливалась определенная скорость вращения вала, затем в рабочей камере уплотнения с помощью вакуумного насоса создавалось разрежение. При этом магнитной жидкостью заправлялся один полюс.

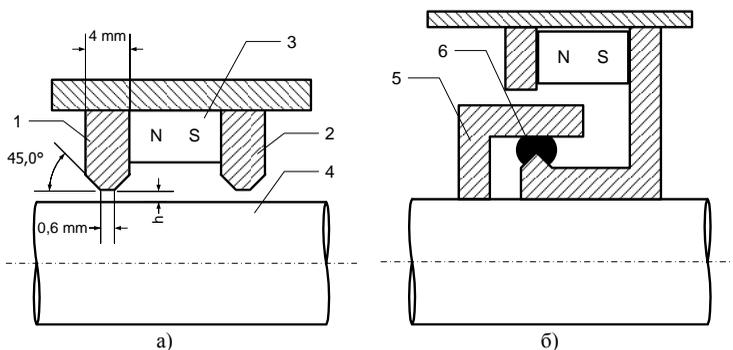


Рис. 1. Схема магнитожидкостного уплотнения:

а) традиционная конструкция; б) вращается внешняя поверхность (втулка);  
1, 2 – полюса, 3 – постоянный магнит, 4 – вал, 5 – втулка, 6 – магнитная жидкость

Типичная зависимость удерживаемого перепада давления  $\Delta P$  от скорости вращения вала  $v$  приведена на рис. 2 (кривая 1).

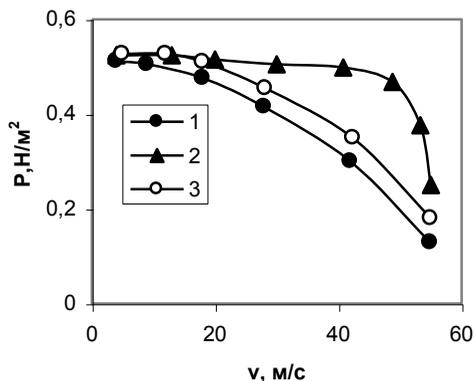


Рис. 2. Зависимость удерживаемого перепада давления от скорости вращения вала:  
1 – традиционная конструкция, 2 – вращается внешняя поверхность,  
3 – добавка полимера в магнитную жидкость

Уже при  $v = 18$  м/с заметно падение удерживаемого перепада давления. С увеличением скорости вращения вала наблюдалось более интенсивное падение  $\Delta P$ . Выполнялись оценки неоднородности магнитного поля в зазоре: ускорение поля магнитных сил  $\mu_0 M \nabla H / \rho$  имело порядок  $2 \cdot 10^4 g$ , тогда как для вала при  $v = 50$  м/с центробежное ускорение в прилегающих к валу слоях магнитной жидкости достигало

6000 g, где  $g$  – ускорение свободного падения. Как видно, ускорения центробежных сил и магнитного поля сравнимы. Экспериментальная зависимость величины  $\Delta P$  от скорости  $v$  хорошо аппроксимировалась выражением, полученным в работе [1]:

$$\Delta P = \Delta P_{cm} - (\rho v^2 h) / 2R$$

При  $v = 60$  м/с наблюдалась разгерметизация уплотнения. Необходимо отметить, что в исследуемой конструкции магнитожидкостного уплотнения градиент магнитного поля совпадает по направлению с вектором центробежных сил. Это создает благоприятные условия для выброса магнитной жидкости из рабочего зазора.

Влияние скорости вращения вала на свободную поверхность магнитной жидкости исследовалось с помощью фото- и видеокамеры. Глубина воронки возле поверхности вала измерялась щупом толщиной 0,1 мм, установленным на микрометрической головке. Зависимость толщины пробки магнитной жидкости от скорости вала имеет такой же характер, как и удерживаемый перепад давления (рис. 3).

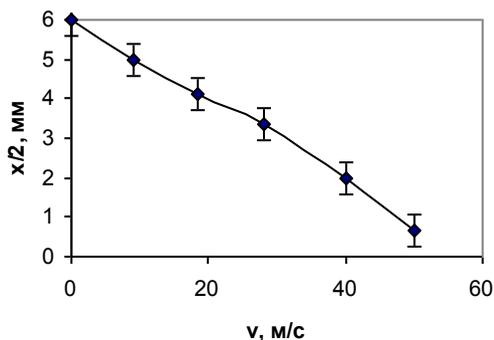


Рис. 3. Зависимость осевого размера магнитожидкостной пробки от скорости вращения вала

Визуальные наблюдения, фото- и видеосъемка, измерения глубины воронки у поверхности вала позволили изучить влияние скорости вращения на форму свободной поверхности магнитной жидкости. Из рис. 4 видна динамика изменения свободной поверхности магнитной жидкости с ростом  $v$ .

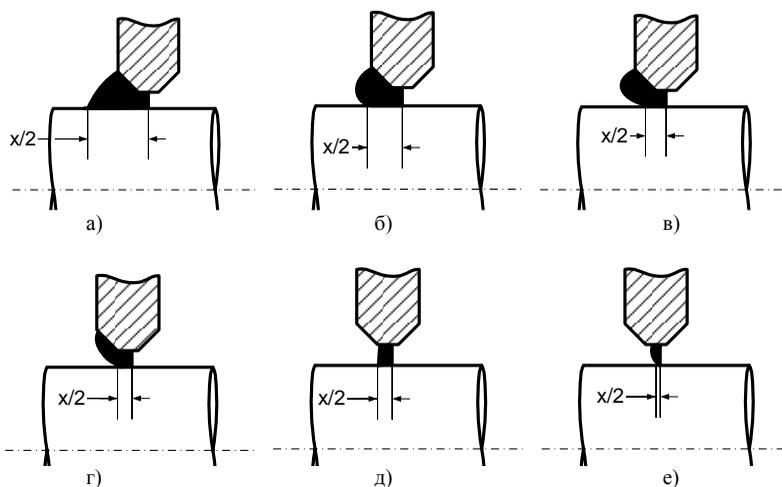


Рис. 4. Динамика изменения свободной поверхности магнитной жидкости в зависимости от скорости  $v$ (м/с): а – 0; б – до 18; в – 18-35; г – 40-50; д – 55; е – 60

В статике свободная поверхность совпадает с силовыми линиями магнитного поля (а). При вращении вала (т.е. возникновении центробежных сил) до 18 м/с она принимает форму части тора, у поверхности вала появляется воронка (б). Дальнейший рост скорости деформировал свободную поверхность магнитной жидкости, глубина воронки возрастала (в, г), при  $v \approx 50$  м/с наблюдался интенсивный выброс магнитной жидкости из рабочего зазора. Для  $v \approx 55$  м/с магнитная жидкость оставалась под площадкой полюса, образующей зазор с валом и ее толщина соответствовала 0,6 мм. Увеличение скорости  $v$  до 60 м/с приводило к разрушению слоя магнитной жидкости в зазоре и выбросу ее на полюс.

Исследовалось влияние добавки полимера в магнитную жидкость концентрации  $6 \cdot 10^{-5}$  весовых частей. Введение полимера увеличивало удерживаемый уплотнением перепад давления во всем интервале скоростей (кривая 2, рис. 2). Максимальный эффект не превышал 15%. Визуальное наблюдение выявило, что воронка у поверхности вала уменьшается. Возможной причиной этого эффекта явилось возникновение вязкоупругих свойств в магнитной жидкости после введения в нее полимера, которые могли частично компенсировать влияние центробежных сил.

Изучалась зависимость  $\Delta P=f(v)$  в уплотнении с внешней вращающейся рабочей поверхностью в виде втулки 5 вала (рис. 1,б). Экспериментальные результаты показали, что в этом случае обеспечива-

лось постоянство величины перепада давления в широком диапазоне скоростей вращения вала (рис. 2, кривая 3).

Таким образом, проведенные испытания показали, что увеличение скорости вращения вала приводит к значительной деформации свободной поверхности магнитной жидкости в уплотнении, уменьшению осевого размера ее слоя, выбросу из рабочего зазора, что в конечном итоге снижает удерживаемый перепад давления. Использование магнитной жидкости с добавкой полимера, конструкции магнитожидкостного уплотнения, в котором вращается внешняя рабочая часть (втулка) позволяет частично компенсировать влияние центробежных сил на удерживаемый перепад давления.

Работа выполнена при поддержке Фонда фундаментальных исследований Республики Беларусь.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Краков М.С., Рахуба В.К., Самойлов В.Б. О предельных возможностях традиционного узла магнитожидкостного уплотнения // *Магнитн. гидродинамика*. 1981. №1. С. 140-142.
2. Полевиков В.К. Об устойчивости статического магнитожидкостного уплотнения под воздействием внешнего перепада давления // *Изв.РАН. МЖГ*. №3. 1997. С.170-175.
3. Полевиков В.К., Тобиска Л. Моделирование магнитожидкостного уплотнения при наличии перепада давления // *Изв.РАН. МЖГ*. №6. 2001. С.42-51.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДАВЛЕНИЯ В МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В МЕЖЭЛЕКТРОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ ПЛОСКОГО КОНДЕНСАТОРА

**Чеканов В.В., Ходус Н.И.**

Ставропольский государственный университет,  
355009, г. Ставрополь, ул. Пушкина, 1. Факс: (8652) 35-40-33

[E-mail: Khodus Natali@mail.ru](mailto:Khodus_Natali@mail.ru)

### **Введение**

В работе [1] было описано поведение свободной поверхности диэлектрических жидкостей, содержащих наночастицы магнетита, при воздействии внешнего постоянного электрического поля. Показано, что при включении напряжения постоянного тока свободная поверхность магнитной жидкости втягивается в межэлектродное пространство плоскопараллельного конденсатора. Данный эффект не наблюдался при использовании в эксперименте слабопроводящих жидкостей таких, как керосин, трансформаторное масло, додекан, петролейный эфир и др. Предполагалось, что наблюдаемый процесс связан с образованием в приэлектродной области объемного заряда, который приводил к повышению напряженности электрического поля в этой зоне и скачку давления.

Целью данной работы являлось изучение процессов, протекающих в узкой приэлектродной зоне, а также экспериментальное исследование давления в разных точках межэлектродного пространства плоского конденсатора, заполненного магнитной жидкостью (МЖ) на основе керосина с различным содержанием частиц магнетита.

### **Экспериментальная установка и методика эксперимента**

Для осуществления цели данного исследования использовалась экспериментальная установка, состоящая из источника высокого напряжения /0...30кВ/0,2мА/200мДж/ с цифровой индикацией и плавной регулировкой выходного напряжения (напряжение пульсаций на выходе не более 0,1%), экспериментальной кюветы, микроскопа МБС-2, фотоаппарата. Важную роль в данной установке выполняла экспериментальная кювета (рис. 1). Она была сконструирована таким образом, что жидкий диэлектрик был изолирован со всех сторон. Все грани кюветы, дно и крышка были изготовлены из оргстекла, проводимость которого ( $10^{-12}$ – $10^{-14}$  См/м), и склеены эпоксидной смолой. Электроды (23х35 мм) вплотную прилегли к боковым стенкам, дну и крышке кюветы и расположены на расстоянии друг от друга  $d = 9$  мм.

Поле между электродами возможно менялось вследствие образования объемного заряда, в направлении же, параллельном плоскости электродов оно было постоянным. Действительно, на границе керосин-оргстекло (проводимость керосина  $10^{-10}$  См/м) за счет скачка проводимости, нормальная составляющая плотности тока близка к нулю и нормальная составляющая напряженности тока равна нулю.

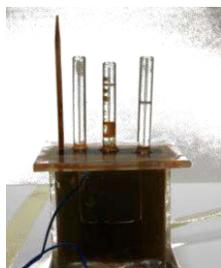


Рис. 1. Фотография экспериментальной кюветы

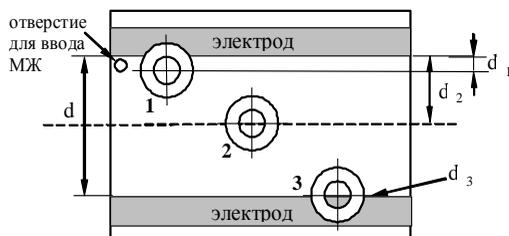


Рис. 2. Расположение капиллярных трубок на крышке кюветы

На крышке установлены три цилиндрических капилляра (радиус  $r=0,29$  мм, длина  $l=40$  мм), ось вращения которых находилась, соответственно, на расстоянии  $d_1=0,7$  мм,  $d_2=4,5$  мм,  $d_3=0,1$  мм от положительного (отрицательного) электрода. Схема расположения капилляров представлена на рис. 2 (вид сверху). Исследуемый образец помещался в межэлектродное пространство с помощью шприца через высверленное в крышке небольшое отверстие, которое закрывалось пробкой. Таким образом, были созданы такие условия, при которых исследуемая жидкость не имела возможности покинуть межэлектродное пространство, за исключением полости капиллярных трубок.

В качестве исследуемых образцов использовался керосин и растворы магнитной жидкости ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$  в керосине) с концентрациями  $10^{-4}$ ,  $10^{-3}$ ,  $10^{-2}$ ,  $0,5 \cdot 10^{-2}$ ,  $10^{-1}$ %. На рис. 3 показана зависимость проводимости данных образцов МЖ от их концентрации, измеренной на переменном напряжении с частотой 1 кГц. Из полученной зависимости видно, способность проводить электрический ток резко возрастает у образцов МЖ со значениями концентрации  $10^{-2}$ ,  $0,5 \cdot 10^{-2}$ ,  $10^{-1}$ %.

На электроды подавалось от высоковольтного источника питания напряжение постоянного тока от 0 до 12 кВ. При воздействии электрического поля на исследуемый образец, наблюдалось изменение положения его уровня во всех трех капиллярах. Протекающие процессы через микроскоп МБС-2 были зафиксированы видеокамерой и обработаны на компьютере. Высота уровня жидкости в капилляре измерялась по окулярной шкале микроскопа с точностью  $\pm 5 \cdot 10^{-5}$  м.

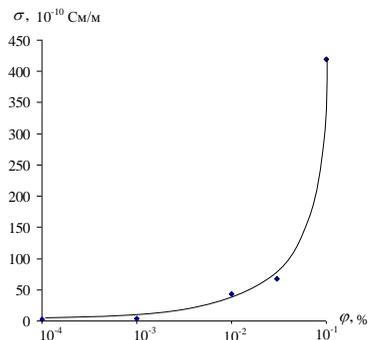


Рис. 3. Зависимость проводимости МЖ от концентрации

По вышеописанной методике эксперимента для исследуемых образцов были получены зависимости разности уровней в трех капиллярах от напряжения. Из этих зависимостей выявлено, что при включении напряжения постоянного тока наблюдался подъем уровня жидкости в третьем капилляре ( $d_3=0,1$  мм), в первом ( $d_1=0,7$  мм) и втором капиллярах ( $d_2=4,5$  мм) наблюдалось падение, причем при значениях напряжения до 2 кВ изменение положения уровня жидкости принимало значение, соответствующее ошибке эксперимента 0,8 мм.

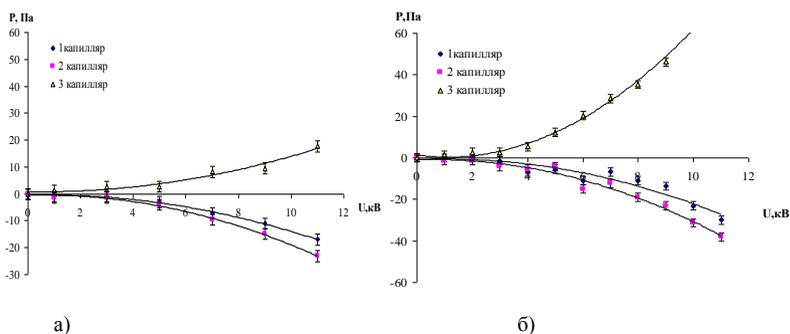


Рис. 4. Изменение давления в капиллярных трубках от напряжения постоянного тока: а) для керосина; б) для МЖ с концентрацией  $10^{-2}$  %

На основе полученных результатов для исследуемых образцов были построены зависимости изменения давления в трех капиллярах от напряжения на электродах (рис. 4). Для сравнения на рис. 4 показана

ны эти зависимости для керосина а) и МЖ с концентрацией частиц магнетита  $10^{-2}$  % б).

Наиболее выраженный эффект был получен у МЖ с концентрацией  $0,5 \cdot 10^{-2}$  % (проводимость  $\sigma = 6,7 \cdot 10^{-9}$  См/м) при напряжении  $U=10$  кВ. В течение 3 секунд уровень этой жидкости со значения  $h_0 = 0$  мм поднимался до максимальной высоты  $h_{\max} = 9,5 \pm 1,5$  мм, затем падал до значения  $h = 4,1 \pm 0,65$  мм, при этом в первом капилляре происходило падение на  $1,0 \pm 0,16$  мм, во втором -  $3,0 \pm 0,48$  мм. При исследовании МЖ с концентрацией  $10^{-1}$ % (проводимость  $\sigma = 4,2 \cdot 10^{-8}$  См/м) ожидаемого подъема ( $>9,5$  мм) не наблюдалось. Это, вероятно, связано, с тем, что область локализации объемного заряда в приэлектродной зоне настолько узка, что давление, возникающее в ней не повлияло на макросостояние жидкости. Зависимость, представленная на рис. 5, построена при использовании максимального значения  $h_{\max}$ . Значения давления согласуются с результатами, полученными в работе [2].

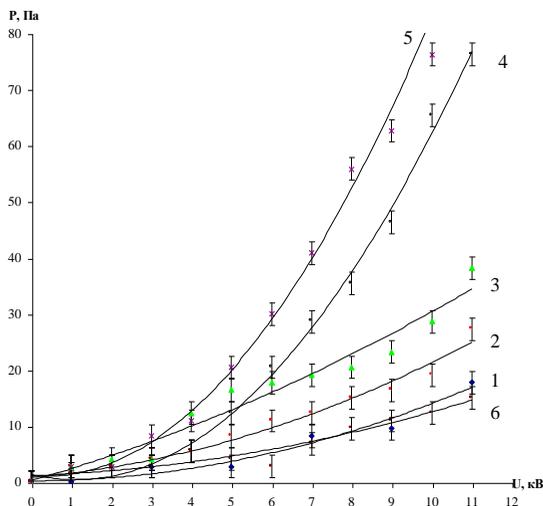


Рис. 5. Изменение давления от напряжения постоянного тока в третьем капилляре для 1 – керосина и МЖ с концентрациями 2 -  $10^{-4}$ , 3 -  $10^{-3}$ , 4 -  $10^{-2}$ , 5 -  $0,5 \cdot 10^{-2}$ , 6 -  $10^{-1}$  %

### Обсуждение экспериментальных результатов

При помещении жидкого диэлектрика в электрическое поле в его объеме возникают пондеромоторные силы, которые в общем виде можно записать [3]

$$\vec{f} = -gradp + \rho\vec{E} - \frac{E^2}{8\pi} grad\varepsilon + \frac{1}{8\pi} grad\left(\tau \frac{\partial\varepsilon}{\partial\tau} E^2\right), \quad (1)$$

где  $\rho$  – плотность объемного заряда,  $\tau$  – плотность жидкости.

Для электрогидростатического случая  $\vec{v}=0$ , уравнение (1) примет вид

$$gradp = \rho\vec{E} - \frac{E^2}{8\pi} grad\varepsilon + \frac{1}{8\pi} grad\left(\tau \frac{\partial\varepsilon}{\partial\tau} E^2\right). \quad (2)$$

Так как диэлектрическая постоянная  $\varepsilon$  является функцией, зависящей от плотности  $\tau$  и температуры  $T$ , то при условии несжимаемости жидкости можно положить  $\varepsilon = const$  и тогда второе слагаемое

уравнения (2) равно нулю. Как показано в [4]  $\tau \frac{\partial\varepsilon}{\partial\tau} = \varepsilon - 1$ , следова-

тельно, третье слагаемое уравнения (2) примет вид  $\frac{\varepsilon - 1}{8\pi} gradE^2$ . С

учетом вышеизложенного в системе СИ получим более простой вид уравнения (2)

$$\nabla p = \rho\vec{E} + \frac{\varepsilon_0(\varepsilon - 1)}{2} \nabla E^2. \quad (3)$$

Так как  $\rho = div\vec{D}$ , а  $\frac{1}{2} \nabla E^2 = \vec{E}\nabla\vec{E}$  и в первом приближении для

одномерного случая можно принять  $|\nabla p| = \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\Delta p}{\Delta x}$ ,

$|\nabla E| = \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\Delta E}{\Delta x}$ , то после математических преобразований из уравнения (3) получим выражение для плотности объемного заряда

$$\rho = \frac{\varepsilon d}{(2\varepsilon - 1)U} \frac{\Delta p}{\Delta x}, \quad (4)$$

где  $d = 9$  мм – расстояние между электродами;  $\varepsilon = 2,2$  – диэлектрическая проницаемость МЖ.

Произведем оценку плотности объемного заряда для МЖ с концентрацией  $10^{-2}$  %. Из зависимости, представленной на рис. 4,б при  $U=9$  кВ разность давлений между третьим и первым капиллярами

( $\Delta x = 0,7 - 0,1 = 0,6$  мм) равно  $\Delta p = 60$  Па. После подстановки численных значений в (4), плотность объемного заряда равна  $\rho \approx 6 \cdot 10^{-2}$  Кл/м<sup>3</sup>.

### Заключение

В результате проведенных экспериментальных исследований было получено, что давление принимает максимальное значение в узкой приэлектродной зоне  $\sim 0,1$  мм и по мере приближения к центральной части уменьшается. Это, вероятно, связано с увеличением напряженности электрического поля в этой области вследствие образования объемного заряда. Исследования показали, что с помощью данного метода возможна оценка плотности объемного заряда вблизи поверхности электрода.

### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Падалка В.В., Ходус Н.И. Искривление поверхности магнитной жидкости в электрическом поле плоского конденсатора // Журнал технической физики, 2006. – Т. 76, вып. 8. – С. 129-131.
2. Стишков Ю.К., Остапенко А.А. Электрогидродинамические течения в жидких диэлектриках. – Л.: ЛГУ, 1989. – 176 с.
3. Сивухин Д.В. Электричество: Учебное пособие. – 2-е изд. испр. – М.: Наука, 1983. – 688 с.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. – М.: Физматлит, 2003. – 656 с.

## РАСЧЕТ ПОЛЯ СКОРОСТЕЙ ТЕЧЕНИЯ ПСЕВДОПЛАСТИЧНОЙ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В ЗАЗОРЕ МАГНИТОЖИДКОСТНОГО ГЕРМЕТИЗАТОРА С НЕОДНОРОДНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ, МОЩНОСТИ ПОТЕРЬ И МОМЕНТА ТРЕНИЯ ПРИ МАКСИМАЛЬНОМ ПЕРЕПАДЕ ДАВЛЕНИЯ

**Казаков Ю.Б., Тихонов А.И.**

Ивановский государственный энергетический университет

153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34,

факс: (4932)385701, тел: (4932)385785; E-mail: [elmash@em.ispu.ru](mailto:elmash@em.ispu.ru)



Казаков Юрий Борисович окончил Ивановский энергетический институт в 1976 г. В 2000 г. защитил докторскую диссертацию "Численное моделирование и разработка конструкций электрических машин с учетом взаимного влияния физических полей". Опубликовал 220 трудов, в том числе 63 статьи, авторское свидетельство, патенты на изобретения. Научный руководитель проблемной научно-исследовательской лаборатории прикладной феррогидродинамики, профессор, заведующий кафедрой электромеханики ИГЭУ, чл.-корреспондент АЭН РФ.



Тихонов Андрей Ильич окончил Ивановский энергетический институт в 1986 году. С 1988 года по 1991 год – аспирант ИЭИ. В 1993 году защитил кандидатскую диссертацию "Разработка и исследование конструкции неявнополюсных двигателей постоянного тока". Имеет 113 научных публикаций, в том числе 13 статей в центральных журналах, 11 статей в сборниках трудов, авторское свидетельство на изобретение и 6 свидетельств на программные продукты. В настоящее время – доцент кафедры электромеханики ИГЭУ.

В магнитожидкостном герметизаторе (МЖГ) при вращении возникает вязкое азимутальное течение магнитной жидкости (МЖ), которое определяет показатели МЖГ – мощность потерь  $P$  и собственный момент трения  $M$ . Для МЖ с нелинейной реологической характеристикой эти величины нелинейно зависят от частоты вращения вала  $n$  МЖГ. Важной задачей при разработке МЖГ является определение таких зависимостей, снижение  $P$  и  $M$ .

На основе общего соотношения для момента трения  $M = \mu R S v / \delta$ , где  $R$  – радиус вращающегося вала,  $S$  – площадь соприкосновения МЖ с валом,  $\delta$  – зазор,  $\mu$  – динамическая вязкость,  $v$  – окружная скорость вращения вала; в [1] выведены соотношения для моментов трения МЖГ с разными формами зубцов.

Так как  $S$  зависит от формы и положения магнитожидкостной

пробки, которые определяются распределением магнитного поля, перепадом давления и температурой, а  $\mu$  зависит от магнитогидродинамического состояния МЖ, которое в свою очередь определяется распределением поля скоростей течения МЖ с нелинейной магнитореологической характеристикой, изменение этих параметров приводит к изменению  $M$  и  $P$ . Желательно иметь корректный алгоритм определения потерь и момента трения МЖГ в зависимости от  $n$ , учитывающий изменения магнитного состояния МЖГ, перепад давления, нелинейность магнитореологических характеристик МЖ.

При низкой объемной концентрации магнитных частиц  $\phi$  МЖ ведет себя как Ньютоновская жидкость. Вязкость неоднородных систем жидкость-твердое тело – МЖ, увеличивается по сравнению с вязкостью основы из-за взаимодействия на границе раздела сред. При значительных концентрациях частиц  $\phi$ , поскольку МЖ – неоднородная среда с высокой степенью диспергирования твердой фазы, в статическом режиме магнитные частицы образуют структурную сетку, подобную кристаллической решетке в твердом теле, и даже в отсутствии магнитного поля в МЖ возникают и распадаются агрегаты. При больших  $\phi$  вследствие структурирования МЖ начинает обладать начальным напряжением сдвига  $\tau_0$  – течение будет происходить, если напряжение сдвига между слоями МЖ  $\tau \geq \tau_0$ . В этих условиях МЖ начинает вести себя – течь, как псевдопластичное тело с эффективной динамической вязкостью  $\mu$ , зависящей от скорости сдвига  $\gamma$ , определяемой градиентом скорости течения

$$\gamma = \sqrt{\left(\frac{\partial v}{\partial r}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2} .$$

Поведение МЖ тем сильнее отличается от Ньютоновской, чем меньше  $\gamma$ , больше  $\phi$  и выше индукция магнитного поля  $B$ , в котором происходит течение МЖ.  $\tau_0$ ,  $\tau$  и  $\mu$  увеличиваются с ростом  $\phi$  и  $B$ , усиливающимися структурное взаимодействие магнитных частиц, и уменьшаются с ростом температуры.  $\mu$  в магнитном поле возрастает также и вследствие торможения вращения частиц при воздействии на них момента сил в магнитном поле.

Будем рассматривать МЖ на основе магнетита и кремнийорганической жидкости при  $\phi = 0.06$ . Нелинейная реологическая характеристика МЖ, взятая из [2, рис. 4.28], аппроксимирована кубичными сплайнами. Если известны нелинейные магнитореологические характеристики  $\tau = f(\gamma, B)$  (рис. 1, а), то  $\mu$  определяется как  $\mu = \tau/\gamma = f(\gamma, B)$ .

Можно принять, что изменение  $\tau_0$ ,  $\tau$  и  $\mu$  пропорционально изменению квадратного корня из индукции магнитного поля в МЖ [1]. Влияние индукции магнитного поля учтено в виде

$$\tau_{|B>0} = \tau_{|B=0} [1 + 2.65\sqrt{B}], \quad \mu_{|B>0} = \mu_{|B=0} [1 + 2.65\sqrt{B}], \quad \left. \frac{\partial \mu}{\partial \gamma} \right|_{B>0} = [1 + 2.65\sqrt{B}] \left. \frac{\partial \mu}{\partial \gamma} \right|_{B=0}.$$

Увеличение  $\gamma$  приводит к разрушению упорядоченных структур в МЖ и, как следствие, к уменьшению  $\mu$  (рис. 1, б). При больших  $\gamma$  все структуры в МЖ разрушены и  $\mu$  достигает минимума. При увеличении  $\gamma$  до  $100-1000 \text{ c}^{-1}$   $\tau \sim \gamma^{0.9}$ . При дальнейшем увеличении  $\gamma$  поведение МЖ приближается к Ньютоновской жидкости и  $\tau \sim \gamma$ . С увеличением  $\gamma$  выше  $1000 \text{ c}^{-1}$  в присутствии магнитного поля вязкость МЖ несколько уменьшается вследствие превалирования вращения частиц под действием вязких сил над ориентирующим действием магнитного поля.

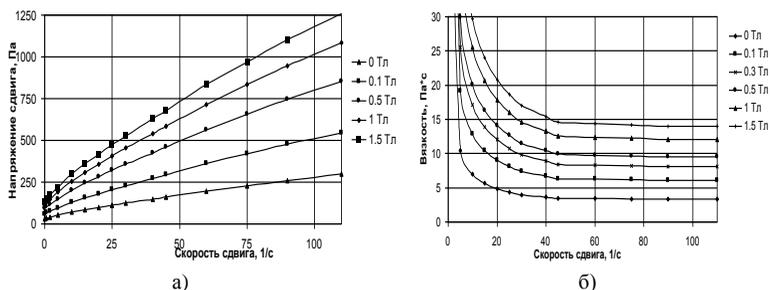


Рис. 1. Магнитореологические (а) и магнитовязкостные (б) характеристики МЖ

Потери  $P$  включают в себя затраты энергии на гидродинамические потери и затраты энергии на разрушение структурной сетки. Гидродинамические потери обусловлены вязкостными свойствами МЖ. Они отсутствуют при  $n = 0$ . С увеличением  $n$  гидродинамическая составляющая момента трения  $M$  возрастает. Сами потери  $P = M\omega$ ,  $\omega$  – угловая частота вращения, с увеличением  $n$  возрастают в большей степени, чем гидродинамический момент трения.

Составляющая  $M$ , идущая на преодоление межчастичное взаимодействие структурной сетки, с увеличением  $\omega$ , вследствие разрушения структур, уменьшается. Максимальная структурная составляющая  $M$  соответствует страгивания вала, при  $n = 0$ . При достижении определенной  $n$  структура МЖ разрушается полностью и структурная составляющая момента исчезает. Для МЖ на магнетите  $\omega$ , при которых структура МЖ разрушается полностью, не превышает  $1 \text{ рад/с}$  [3], что

соответствует 9.55 об/мин. Чем выше индукция  $B$ , тем больше  $n$ , соответственно  $\omega$ , при которой структура МЖ разрушается полностью.

Таким образом, момент трения МЖГ, как сумма момента на преодоления структуры МЖ и гидродинамического момента, с псевдопластичной МЖ имеет минимум при некоторой  $n$ .

Нахождение распределения поля скоростей течения псевдопластичной МЖ в зазоре МЖГ с вращающимся валом осложняется неравномерностью зазора, наличием зубчатых структур сердечника и вала, вызывающим неоднородное распределение нелинейного магнитного поля в зазоре, заранее неизвестным положением магнитоожидкостной пробки, нелинейностями характеристик намагничивания и магнито-реологических характеристик МЖ и др.

Предварительно, с использованием адаптивных конечно-элементных сеток, выполнялось численное определение положения и формы магнитоожидкостной пробки при максимальном удерживаемом перепаде давления [4, 5]. Найденная область магнитоожидкостной пробки со значениями индукций в элементах вычленялась и передавалась в подсистему конечно-элементного расчета поля скоростей течения псевдопластичной МЖ в плоскомеридианном сечении МЖГ [6]. Использовались модели, содержащие десятки тысяч конечных элементов. Сама МЖ принималась несжимаемой, течение ее в зазоре – осесимметричным, стационарным и ламинарным, пренебрегалось действием гравитационных сил.

На поверхностях вала и полюсной приставки, формирующих зазор, задаются частоты вращения  $n_1$  и  $n_2$ , которые выступают в виде граничных условий. На свободных поверхностях магнитоожидкостной пробки заданы нулевые нормальные производные скорости течения МЖ.

В результате решения гидродинамической задачи каждый узел конечно-элементной сетки магнитоожидкостной пробки имеет свою скорость течения  $v$ , каждый элемент  $L$  – скорость сдвига  $\gamma_L$  и динамическую вязкость  $\mu_L$ , определяемую своей рабочей точкой на магнито-реологической характеристике при заданной в элементе индукции  $B_L$ .

Мощность потерь  $P$ , выделяемая в магнитоожидкостной пробке, как сумма мощностей выделяемых во всех  $L = 1, \dots, E$  элементах МЖ с площадями  $S_L$ , неравномерно распределена по объему МЖ и покрывается механической мощностью со стороны вращающегося вала

$$P = \frac{1}{2} \sum_{L=1}^E S_L 2\pi r_{Lcp} \mu_L \gamma_L^2 .$$

Собственный момент трения МЖГ определяется энергетическим методом  $M = P / \omega$ .

Проведены расчетные исследования на однозубцовом МЖГ с разными марками, но одинаковыми размерами, магнитами: 28БА190 ( $B_r = 0.4$  Тл,  $H_{CB} = 182.5$  кА/м), КС37 ( $B_r = 0.77$  Тл,  $H_{CB} = 540$  кА/м), NdFeB ( $B_r = 1.4$  Тл,  $H_{CB} = 720$  кА/м). Полученные картины распределения поля скоростей течения МЖ соответствуют физическим представлениям. Возрастание  $\gamma$  в элементах МЖ, расположенных в узкой части зазора, приводящее к снижению  $\mu$ , сопровождается повышением в этих элементах  $V$  и обратному увеличению  $\mu$ .

На рис. 2 представлено изменение  $P$  от  $n$  для разных магнитов. Очевидно, что, так как магнит NdFeB обладает наиболее сильными магнитными свойствами, он создает большую магнитную индукцию в МЖ, что приводит к возрастанию вязкости МЖ и потерь трения. Сама зависимость  $P = f(n)$  носит параболический характер.

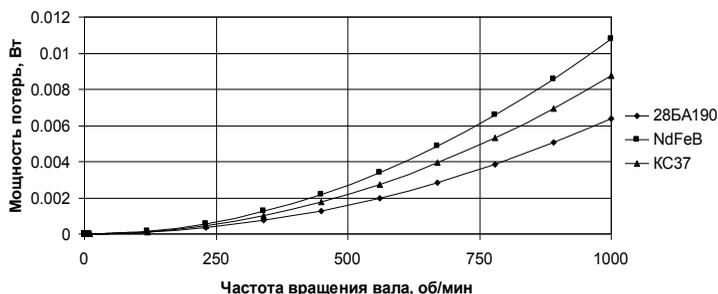


Рис. 2. Зависимость мощности потерь трения от частоты вращения МЖГ

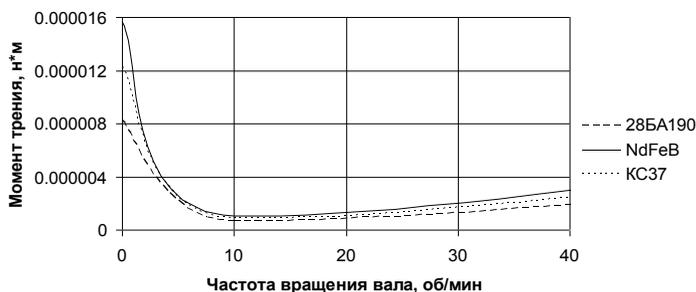


Рис. 3. Изменение момента трения при малой частоте вращения вала МЖГ

На рис. 3. представлено изменение момента трения  $M$  при малых  $n$ . Наблюдается минимальность  $M$  при  $n \approx 10$  об/мин, соответствующей полному разрушению структур в МЖ. Корректность этого факта подтвер-

ждается опубликованными данными. На рис. 4 представлено изменение  $M$  при больших  $n$ . Магнит NdFeB, обеспечивающий большую магнитную индукцию в МЖ и, соответственно, большую вязкость, вызывает больший собственный момент трения МЖГ.

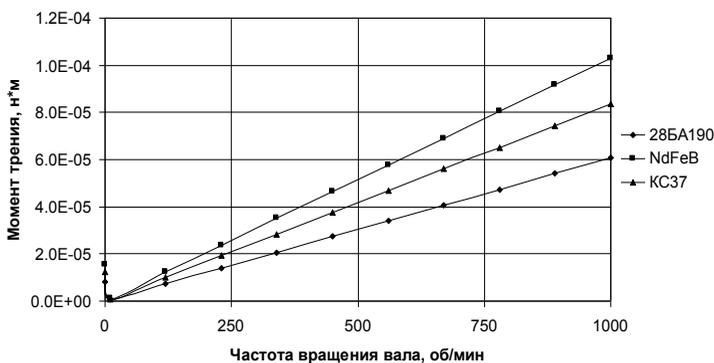


Рис. 4. Зависимость момента трения от частоты вращения вала МЖГ

### Выводы

1) Значительный разброс значений  $B$ ,  $v$ ,  $\gamma$  и  $\mu$  по объему магнитожидкостной пробки обуславливает целесообразность конечно-элементного моделирования магнитогидродинамического состояния МЖГ с учетом нелинейностей магнитной и магнито реологической характеристик МЖ, использования точной геометрической модели формы и положения магнитожидкостной пробки.

2) Представлен алгоритм определения потерь и момента трения МЖГ в зависимости от частоты вращения вала по результатам расчета полевой гидродинамической задачи.

### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Магнитные жидкости в машиностроении / Д.В. Орлов, Ю.О. Михалев, Н.К. Мышкин и др.: Под ред. Д.В. Орлова, В.В. Подгоркова. – М.: Машиностроение, 1993. – 272 с.
2. Страдомский Ю.И. Основы феррогидродинамики: Учеб. пособие / Иван. гос. энерг. ун-т. – Иваново, 2004. – 108 с.
3. Михалев Ю.О. Методы исследований и испытаний магнитожидкостных электромеханических устройств: Учеб. пособие / Иван. Гос. энерг. ун-т. – Иваново, 2001. – 124 с.
4. 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 Междун. Плесской конф. по магнитным жидкостям. – Плес, 2002. – С. 374-381.

5. Казаков Ю.Б. Определение положения границ магнитной жидкости в герметизаторах на основе адаптивных конечно-элементных сеток // Сборник научн. трудов 11 Междун. Плесской конф. по магнитным жидкостям. – Плес, 2004. - С. 309-314.
6. Казаков Ю.Б. Конечно-элементный анализ магнитогидродинамического состояния магнитоожидкостных герметизаторов // Сборник научн. трудов 12-ой Междун. Плесской конф. по магнитным жидкостям. – Плес, 2006. - С. 355-360.

## **КИНЕТИКА ФОРМИРОВАНИЯ ДИСПЕРСНЫХ СМЕСЕЙ С МАЛЫМ СОДЕРЖАНИЕМ КЛЮЧЕВОГО КОМПОНЕНТА**

**Баранцева Е. А., Мизонов В.Е.**

Ивановский государственный энергетический университет  
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34. Факс: (0932)385701;  
E-mail: mizonov@home.ivanovo.ru

БАРАНЦЕВА Елена Александровна окончила математический факультет Ивановского государственного университета в 2000 г. со степенью магистра математики. В 2003 г. защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме: "Математическое моделирование процессов непрерывного смещения методами теории цепей Маркова". Имеет 45 научных публикаций, в том числе 1 монографию, из них 10 статей в иностранных журналах. В настоящее время является к.т.н., доцентом кафедры прикладной математики ИГ-ЭУ. Является координатором нескольких международных проектов по новым методам математического моделирования процессов в дисперсных средах. Научно-исследовательская работа в области дисперсных сред поощрялась грантами Минобразования РФ.

МИЗОНОВ Вадим Евгеньевич - заведующий кафедрой прикладной математики ИГЭУ, д.т.н., профессор, член-корреспондент Академии инженерных наук России, академик Международной академии системных исследований, член правления рабочей группы Европейской федерации инженеров-химиков, лауреат Премии правительства России в области науки и техники, Почетный работник высшего профессионального образования России, Заслуженный деятель науки РФ. В 1971г. окончил МВТУ им. Баумана, в 1984г. защитил докторскую диссертацию на тему «Формирование массопотоков и дисперсного состава сыпучих материалов в технологических системах измельчения» в МИХМ. Является научным руководителем четырех международных проектов по новым методам математического моделирования процессов в дисперсных средах. Работал посещающим профессором в Королевском технологическом институте (Швеция, 1991/92 г.) и в горном институте г. Алби (Франция, 2000, 2003, 2005 гг.). Член оргкомитета ряда зарубежных международных конференций. Научно-исследовательская работа в области дисперсных сред поощрялась грантами Минобразования РФ и немецкого фонда DFG.

Объектом исследования является кинетика механического перемешивания дисперсных материалов с малым содержанием ключевого компонента, когда его исходный объем локализован в области, мно-

го меньшей характерного масштаба перемещения компонентов смеси, например, размера перемешивающих лопастей. Поскольку процесс перемешивания есть миграция ключевого компонента в рабочем объеме смесителя, то достаточно мотивированным математическим инструментом для описания процесса является теория цепей Маркова, описывающая миграцию вероятностей дискретных состояний в пространстве состояний [1]. Рассмотрим одномерную модель процесса, в которой рабочее пространство смесителя представлено совокупностью  $m$  ячеек идеального смешения длиной  $\Delta y = H/m$ , где  $H$  – высота материала в рабочем объеме аппарата (рис. 1).

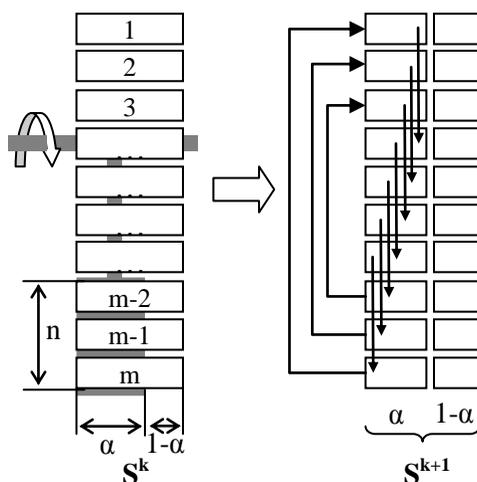


Рис.1. Схема ячеечной модели процесса смешивания и ее основные параметры

Распределение ключевого компонента по рабочему объему может быть описано вектором-столбцом размером  $m \times 1$   $S = \{S_j\}$ , где  $S_j$  – относительное содержание ключевого компонента в  $j$ -й ячейке. Будем рассматривать процесс через дискретные промежутки времени  $\Delta t$ , в течение которых идут два сопутствующих процесса: микромасштабное перемешивание, вызванное протекающими в смеси диффузионными процессами, и макромасштабное перемешивание, вызванное взаимным перемещением достаточно больших частей материала в рабочем объеме. Независимо от физической природы последнего, его можно отождествить с действием перемешивающей лопасти, занимающей на схеме рис. 1  $n$  нижних ячеек. В течение временного перехода вектор со-

стояния  $S^k$  меняется и переходит в  $S^{k+1}$ . Его преобразование может быть описано рекуррентным матричным равенством

$$S^{k+1} = P_k S^k, \quad (1)$$

где  $P_k$  – матрица переходных вероятностей, которая может быть представлена как произведение матриц для последовательных событий микромасштабного и макромасштабного (лопастного) перемешивания

$$P = P_B P_D. \quad (2)$$

Для переходов, соответствующих мелкомасштабному перемешиванию, эта матрица допускает переходы в течение  $\Delta t$  только в соседние ячейки и имеет вид [1] (пример для  $m = 3$ )

$$P_D = \begin{bmatrix} 1-d-v & d & 0 \\ d+v & 1-2d-v & d \\ 0 & d+v & 1-d \end{bmatrix}, \quad (3)$$

где  $d = D\Delta t/H^2$ ,  $v = V\Delta t/H$ ,  $D$  – дисперсионный коэффициент,  $V$  – средняя скорость сегрегации частиц ключевого компонента в смеси (матрица (3) записана для сегрегации вниз).

Матрица переходных вероятностей для лопастного перемешивания допускает переходы в удаленные друг от друга ячейки. Если лопасть захватывает и переносит не весь материал в ометаемых ею ячейках, то построение этой матрицы, удовлетворяющей уравнению неразрывности, является довольно громоздким и сложным. Поэтому для упрощения процедуры ее построения предлагается следующая схема, также проиллюстрированная на рис. 1. Пусть лопасть захватывает долю  $\alpha$  материала из каждой ометаемой ячейки и переносит этот материал в соответствующую верхнюю ячейку по показанному на рис. 1 стрелкам. Для этой доли материала величина  $\alpha$  в самой матрице не присутствует, а сама матрица имеет вид (пример для  $m = 6$ ,  $n = 3$ )

$$P_D = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (4)$$

После переноса этой доли материала среда в ячейках объединяется со средой, не участвовавшей в макроперемешивании. Тогда полное кинетическое уравнение процесса может быть представлено рекуррентным матричным равенством

$$\mathbf{S}^{k+1} = \mathbf{P}_D(\alpha \mathbf{P}_B + (1-\alpha)\mathbf{E})\mathbf{S}^k, \quad (5)$$

где  $\mathbf{E}$  – единичная матрица такого же размера, что и переходные.

При известном начальном векторе состояния равенство (5) позволяет рассчитывать кинетику изменения содержания ключевого компонента в рабочем объеме, а также кинетику формирования однородности смеси, которую можно охарактеризовать стандартным среднеквадратичным отклонением

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{m} \left( \sum_{j=1}^m (S_j^k - \frac{1}{m})^2 \right)}, \quad (6)$$

где номер перехода  $k$  выступает в качестве дискретного аналога времени. Поскольку при наличии сегрегации величина  $\sigma$  пульсирует от перехода к переходу принимается ее среднее значение за несколько последних переходов. На рис. 2 показан пример формирования качества смеси при сильной сегрегационной составляющей диффузионного процесса, иллюстрирующий сложность протекающих явлений.

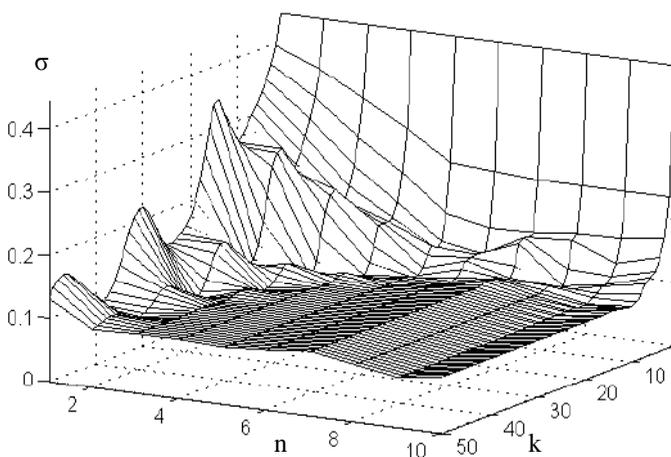


Рис.2. Кинетика формирования качества смеси при различной высоте перемешивающей лопасти:  $m=20$ ;  $d=0,1$ ;  $v=0,8$ ;  $\alpha=0,5$

Из графика следует, что макромасштабные переходы с переносом малых объемов вовлекаемого материала ( $n = 1 \dots 3$ ) гораздо менее эффективны и стабильны по сравнению с переносом больших объемов (например,  $n = 10$ ). Последний случай соответствует статическому поворотному смесителю, который вообще не нуждается в перемешивающих лопастях.

На рис. 3 показано влияние ряда параметров процесса на кинетику формирования качества смеси для несегрегирующего (вверху) и сегрегирующего (внизу) ключевого компонента.

Здесь опять очевидны преимущества больших объемов материала, вовлекаемых в макропереносы, хотя для несегрегирующего компонента имеется пологий оптимум в районе  $n = 4 \dots 8$ . Разработанная модель позволяет прогнозировать влияние управляющих параметров процесса на кинетику формирования качества смеси и учитывать его при проектировании и выборе режимов работы оборудования.

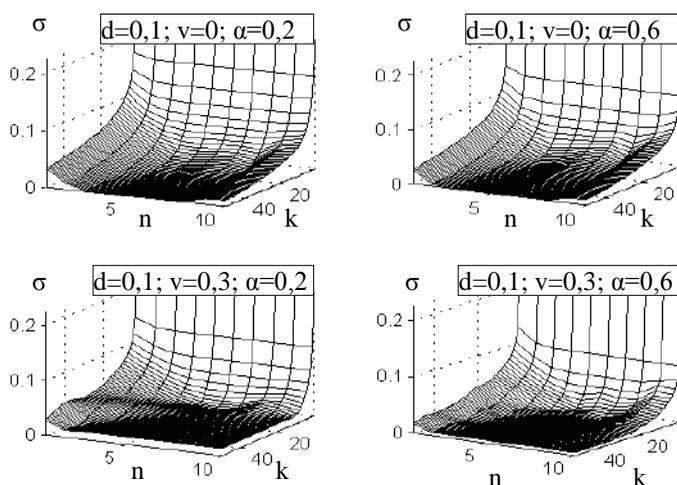


Рис. 3. Влияние параметров процесса на кинетику формирования качества смеси при  $m = 20$ . Начальное состояние – ключевой компонент в верхней ячейке

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. 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.

## ОСОБЕННОСТИ ВЛИЯНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЛИНЕЙНОГО ПРОВОДНИКА С ТОКОМ НА ФОРМУ ОБЪЕМА МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

**Налетова В.А., Виноградова А.С.**

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,  
Механико-математический факультет, Институт механики МГУ  
119992, Москва, Ленинские горы. E-mail: [naletova@imec.msu.ru](mailto:naletova@imec.msu.ru)

**Рекс А.Г.**

Белорусский национальный технический университет  
Беларусь, 220013, Минск, проспект Независимости, 65

Налетова Вера Арсеньевна – д.ф.-м.н., профессор кафедры гидромеханики механико-математического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова. Имеет более 170 публикаций. Научно-исследовательская работа в области гидродинамики магнитных жидкостей неоднократно поддерживалась грантами РФФИ.

Виноградова Александра Сергеевна – студентка механико-математического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова.

Рекс Александр Георгиевич – д.ф.-м.н., заведующий научно-исследовательской лабораторией «Термомеханика магнитных жидкостей» Белорусского национального технического университета. Имеет более 140 публикаций.

**Введение.** Особенность изменения формы свободной поверхности магнитной жидкости при постепенном изменении магнитного поля заключается в том, что при некоторых значениях магнитного поля или тока в проводниках форма поверхности меняется скачкообразно. При этом в ряде случаев происходит распад исходного объема на несколько других объемов. Такие явления были изучены в работах [1–5]. В [1–3] рассматривались различные формы поверхности магнитной жидкости в поле линейного проводника с током (капли на проводнике, горизонтальная поверхность в поле горизонтального и вертикального проводника и др.). В [4, 5] исследовано поведение магнитной жидкости, перекрывающей зазор между двумя соосными цилиндрами, на оси которых находится линейный проводник с током. В этих работах рассмотрен случай, когда магнитная жидкость смачивает стенки цилиндров.

В данной работе изучается поведение магнитной жидкости, перекрывающей зазор между двумя соосными цилиндрами, на оси которых находится линейный проводник с током, для произвольных значений углов смачивания магнитной жидкости стенок цилиндров. Изучено влияние на критическое значение тока, при котором происходит распад перемычки из жидкости, различных параметров задачи, в том

числе углов смачивания. Работа проводилась при поддержке РФФИ (проект 08-01-90002-Бел) и гранта Президента РФ НШ-4474.2006.1.

**Постановка и решение задачи о магнитной жидкости между двумя соосными круглыми цилиндрами в поле линейного проводника с током.** Пусть тяжелая, несжимаемая, однородная и изотермическая магнитная жидкость объема  $V$  окружает линейный проводник с током  $I$ . Вокруг магнитной жидкости находится несжимаемая однородная тяжелая немагнитичающаяся жидкость с той же плотностью, что и у магнитной жидкости (гидроневесомость). 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  $H$  равно  $H = 2I/(c r)$ . Намагниченность магнитной жидкости  $M$  описывается формулой Ланжевена:  $M(\xi) = M_S L(\xi)$ ,  $L(\xi) = \text{cth}(\xi) - 1/\xi$ ,  $\xi = mH/kT$ ,  $m = M_S/n$ . Здесь  $T$  – температура жидкости,  $k$  – константа Больцмана,  $M_S$  – намагниченность насыщения магнитной жидкости,  $n$  – число ферромагнитных частиц в единице объема магнитной жидкости.

Пусть магнитная жидкость ограничена двумя соосными цилиндрами кругового сечения. Радиусы цилиндров  $R_c$  и  $r_0$ ,  $R_c > r_0$ . По оси цилиндров течет линейный ток  $I$  (см. рис. 1).

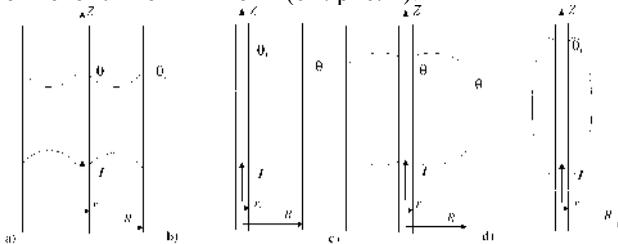


Рис. 1. Объем магнитной жидкости а) до скачка; б) после скачка в случае смачиваемости магнитной жидкости стенок цилиндров и в) до распада; д) после распада в случае несмачиваемости магнитной жидкости стенок цилиндров

Общее решение для любой осесимметричной формы свободной поверхности в случае гидроневесомости в безразмерной форме имеет вид

$$h^*(r^*) = \int \frac{G}{(1-G^2)^{1/2}} dr^* + D, \quad (1)$$

$$G(r^*) = \frac{C}{r^*} + Br^* - \frac{P_1}{r^*} \int_1^{r^*} r^* P^* dr^*, \quad P^*(r^*) = \ln \left( \frac{sh(\xi_0 H^*)}{\xi_0 H^*} \right)$$

Постоянные  $B, C, D$  определяются из условий задачи (например, заданы углы смачивания стенок жидкостью и др.). Следует отметить, что данное общее решение описывает все осесимметричные формы магнитной жидкости, возникающие под действием некоторого осесимметричного силового воздействия магнитного поля и поверхностного натяжения. В данном случае, когда магнитное поле создается током  $I$  в линейном проводнике,  $H^* = I/r^*$ . Здесь введены следующие безразмерные параметры:  $r^* = r/r_0$ ,  $h^* = h/r_0$ ,  $H^* = H/H_0$ ,  $H_0 = 2I/(cr_0)$ ,  $\xi_0 = mH_0/kT = 2mI/(cr_0kT)$ ,  $P_1 = nkT r_0/\sigma$ ,  $R_c^* = R_c/r_0$ . Далее звездочки опускаются и параметры считаются безразмерными, если не оговорено другое. На линиях контакта трех сред должно выполняться условие Юнга: на поверхности внутреннего цилиндра:  $\theta = \theta_1$ , где  $\theta$  – угол между вертикалью и касательной к линии  $z = h(r)$  (отсчитываемый против часовой стрелки), а  $\theta_1$  – заданный угол смачивания; на поверхности внешнего цилиндра:  $\theta = \theta_2$ , где  $\theta_2$  – заданный угол смачивания. Нетрудно показать, что для верхней части искомой поверхности  $G = -\cos \theta$ , где  $\theta$  – угол между вертикалью и касательной к линии  $z = h(r)$  (отсчитываемый против часовой стрелки). При этом граничные условия имеют вид:

$$G(r=1) = -\cos \theta_1, \quad G(r=R_c) = -\cos \theta_2 \quad (2)$$

Из граничных условий можно определить значения констант  $B$  и  $C$ :

$$C = -\cos \theta_1 - B, \quad B = \frac{P_1 \int_1^{R_c} rP dr + \cos \theta_1 - \cos \theta_2 R_c}{R_c^2 - 1} \quad (3)$$

**Условия разрушения объема магнитной жидкости между двумя цилиндрами.** Существует критическое значение параметра Ланжевена  $\xi_0 = \xi_c$ , при котором  $G = -1$ ,  $dG/dr = 0$  при некотором значении радиуса  $r = r_c$ ,  $1 < r_c < R_c$ . Это означает, что при токах в проводнике больших критического ( $\xi_0 > \xi_c$ ) перемычка жидкости между цилиндрами не может существовать. Например, при  $\cos \theta_2 = -\cos \theta_1 = 0,5$ ,  $R_c = 2$ ,  $P_1 = 5,65$ ,  $\xi_c = 4,34$ ,  $r_c = 1,54$ .

При значениях параметра Ланжевена меньших критического  $\xi_0 < \xi_c$  жидкая перемычка между цилиндрами может существовать, ее разрыв может происходить в момент соединения верхней и нижней поверхностей при  $r = r_1$ . Можно показать, что в случае смачиваемости стенок сосуда магнитной жидкостью  $1 < r_1 < R_c$ , а в случае несмачиваемости стенок сосуда магнитной жидкостью  $r_1 = R_c$ .

**Зависимость критического значения параметра Ланжевена от безразмерных параметров задачи.** Критическое значение параметра Ланжевена  $\xi_c$  зависит (при одинаковых материалах стенок цилиндров  $\cos \theta_2 = -\cos \theta_1$ ) от угла смачивания, безразмерного радиуса

внешнего цилиндра (отношения внешнего радиуса к радиусу внутреннего цилиндра) и параметра  $P_1$ ,  $\xi_c = \xi_c(P_1, R_c, \cos \theta_1)$ . Вычисление  $\xi_c = \xi_c(\cos \theta_1)$  проведено численно для  $P_1 = 5,65$  (размерные величины равны  $r_0 = 0,1$  см,  $T = 300^\circ\text{K}$ ,  $n = 0,95 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $\sigma = 70$  дин/см) и разных значений  $R_c$  (рис. 2).

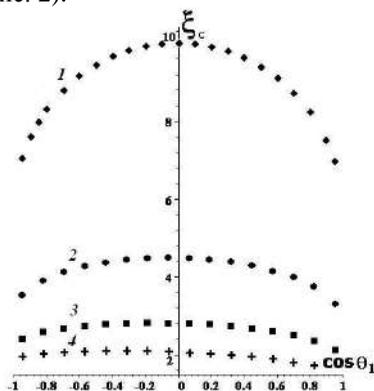


Рис. 2. Зависимости  $\xi_c$  от  $\cos \theta_1$ : линия 1 при  $R_c = 1,5$ ; 2 –  $R_c = 2$ ; 3 –  $R_c = 3$ ; 4 –  $R_c = 6$

Из рис. 2 видно, что критическое значение параметра Ланжевена немонотонно зависит от косинуса угла смачивания и существует единственный максимум критического значения при некотором отрицательном косинусе угла смачивания. При  $R_c \rightarrow 1$  положение максимума стремится слева к  $\cos \theta_1 = 0$ .

Зависимости  $\xi_c = \xi_c(R_c)$  и  $\xi_c = \xi_c(P_1)$  изображены на рис. 3, а и 3, б. Видно, что с ростом  $P_1$  и безразмерного радиуса внешнего цилиндра  $R_c$  критическое значение параметра Ланжевена уменьшается.

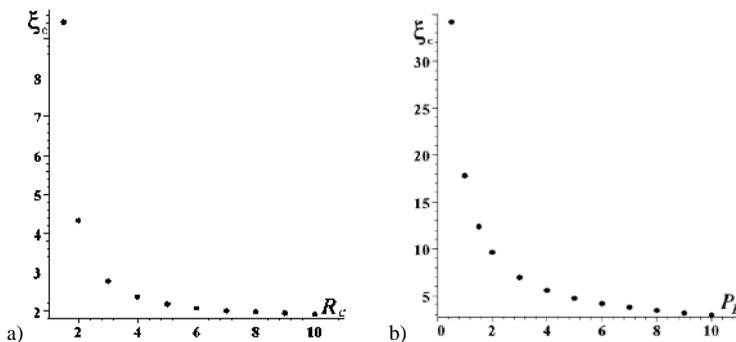


Рис. 3. Зависимость  $\xi_c$  а) от  $R_c$  при  $\cos \theta_2 = -\cos \theta_1 = 0,5$ ,  $P_1 = 5,65$  и б) от  $P_1$  при  $\cos \theta_2 = -\cos \theta_1 = 0,5$ ,  $R_c = 2$

**Зависимость минимального объема жидкости, перекрывающего зазор между двумя цилиндрами, от параметра Ланжевена.** В случае смачиваемости стенок сосуда магнитной жидкостью при  $\xi_0 < \xi_c$  разрыв перемычки происходит, когда исходной объем  $V$  совпадает с объемом  $V_0(\xi_0)$ , который есть удвоенный объем жидкости между поверхностью  $h = h(r, \xi_0)$  и плоскостью  $h = h_{\min}(\xi_0)$ , где значение  $h_{\min}(\xi_0) = h(r = r_{\min}, \xi_0)$ , значение  $r_{\min}$  определяется из условия  $h'(r, \xi_0) = 0$ .

В случае несмачиваемости стенок сосуда магнитной жидкостью при  $\xi_0 < \xi_c$  объем магнитной жидкости переходит в каплю на внутреннем цилиндре, когда исходной объем  $V$  совпадает с объемом  $V_0(\xi_0)$ , который есть удвоенный объем жидкости между поверхностью  $h = h(r, \xi_0)$  и плоскостью  $h = h(r = R_c, \xi_0)$ .

Зависимости  $V_0 = V_0(\xi_0)$  в случае несмачиваемости стенок сосуда магнитной жидкостью при  $R_c = 2$ ,  $P_1 = 5,65$  и разных  $\cos \theta_1$  изображены на рис. 4а.

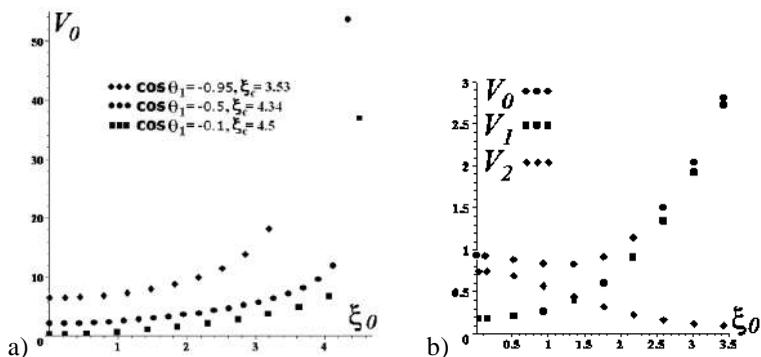


Рис. 4. Зависимость  $V_0$  от  $\xi_0$  а) в случае несмачиваемости и б) в случае смачиваемости

Зависимости, представленные на рис. 4,а, можно сравнить с кривой  $V_0 = V_0(\xi_0)$  для случая смачиваемости стенок сосуда магнитной жидкостью при  $\cos \theta_2 = -\cos \theta_1 = 0,5$ ,  $R_c = 2$ ,  $P_1 = 5,65$ ,  $\xi_c = 4,34$ , изображенной на рис. 4,б.

Зависимости  $V_0 = V_0(\xi_0)$ , представленные на рис. 4,а, являются монотонно возрастающими функциями, которые неограниченно возрастают при приближении значения параметра  $\xi_0$  к критическому значению  $\xi_c$ . Из вида этих зависимостей следует, что если магнитная жидкость помещается между цилиндрами в отсутствии магнитного поля, то безразмерный объем магнитной жидкости, перекрывающей зазор между цилиндрами,  $V$  должен быть больше, чем  $V_0(\xi_0=0)$ , иначе

возникает капля магнитной жидкости на внутреннем цилиндре. При увеличении тока (параметра  $\xi_0$ ) жидкая перемычка с объемом  $V > V_0(\xi_0=0)$  перестанет перекрывать зазор между цилиндрами при некотором значении параметра  $\xi_{01}$ , при котором  $V_0(\xi_{01}) = V$ , и образуется капля на внутреннем цилиндре.

Из сравнения графиков на рис. 4,а и 4,б видно, что зависимость  $V_0 = V_0(\xi_0)$  качественно отличается для случаев смачиваемости и несмачиваемости стенок сосудов жидкостью. А именно, в случае несмачиваемости эта зависимость монотонная, а в случае смачиваемости эта зависимость имеет некоторый минимум. В последнем случае разрушение жидкой перемычки и образование объемов жидкости на внутреннем и внешнем цилиндрах (объемов  $V_1$  и  $V_2$ , см. рис. 4,б) может происходить как при увеличении тока, так и при уменьшении тока. Такое может наблюдаться, если жидкая перемычка создается при некотором значении параметра  $\xi_0$ , удовлетворяющем условию  $0 < \xi_0 < \xi_{02}$  ( $V_0(\xi_{02}) = V_0(\xi_0=0)$ ), и объем жидкости ограничен и сверху и снизу:  $V_0(\xi_0) < V < V_0(\xi_0=0)$ . В этом случае и при увеличении и при уменьшении параметра  $\xi_0$  возникает ситуация, когда  $V = V_0(\xi_0)$ , при которой перемычка разрушается, и образуются два объема.

### Выводы.

Проведенный выше анализ показывает, что в случае одинакового материала цилиндров условия существования жидкой перемычки существенно зависят от характера смачиваемости стенок цилиндров магнитной жидкостью. Максимум критического значения тока, при превышении которого не существует жидкой перемычки (при любых объемах жидкости), достигается при некотором угле смачивания, косинус которого отрицательный (жидкость не смачивает стенок цилиндров). Условия разрушения жидкой перемычки заданного объема при токах меньших критического значения зависят от вида зависимости минимально возможного объема жидкой перемычки от параметра Ланжевена, которая имеет разный вид в случае смачиваемости и несмачиваемости стенок цилиндров жидкостью.

### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Кирюшин В.В., Назаренко А.В. Взаимодействие магнитной жидкости с проводником с током и постоянным магнитом // Известия РАН. Механика жидкости и газа, 1988, N 2, с. 176-181.
2. 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.
3. J.-C. Bacri, R. Perzynski, D. Salin, F. Tourinho. Magnetic Wetting Transition of a Ferrofluid on a Wire // Europhysics Letters, vol. 5, 1988, no. 6, pp. 547-552.

4. V.V. Kiryushin, V.A. Naletova, V.G. Bashtovoy, A.G. Reks. Ambiguity of the shape of a magnetic fluid drop in a magnetic field of a line conductor // *Magnetohydrodynamics*, vol. 41, 2005, no. 4, pp. 3-8.
5. V.A. Naletova, V.V. Kiryushin, A.G. Reks, E. Suvchuk. Hysteresis of a shape of a magnetic fluid volume near a line conductor // *Magnetohydrodynamics*, 2008 (в печати).

## МОДЕЛИ МЕХАНИКИ АНИЗОТРОПНО ЖЕСТКИХ МАГНИТНЫХ СРЕД

**Голубятников А. Н.**

НИИ механики Московского государственного университета

им. М.В.Ломоносова

119192, г. Москва, Мичуринский пр., 1. Факс: (495)9390165;

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



Голубятников Александр Николаевич окончил механико-математический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова в 1966 году. В 1999 году защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по теме "Аффинная симметрия и проблемы механики ориентируемых жидкостей". Имеет 220 научных публикаций, в том числе 212 статей, 7 монографий (2 в World Scientific Publishing Co.) и 1 патент РФ. В настоящее время является профессором кафедры гидромеханики МГУ. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФИ и Президента РФ.

**Резюме.** В рамках общей теории анизотропных сплошных сред, взаимодействующих с электромагнитным полем, основанной на аффинной симметрии [1, 2], предлагается подход к описанию магнито-жестких сред с геометрическими связями. Теория связана с классификации моделей сред по группам нечувствительности – непрерывным подгруппам полной группы трехмерных линейных преобразований – с вычислением их инвариантов, составленных из лагранжевых компонент метрического тензора и вектора намагниченности. Приведена таблица возможных вариантов, начиная от абсолютно твердого тела с замороженной намагниченностью до несжимаемой жидкости с магнитным насыщением. Построенные модели применяются к описанию свойств нанодисперсных магнитных материалов.

1. **Аффинная симметрия.** Построение моделей тесно связано с наложением определенных свойств инвариантности на вид уравнений, в частности материальной симметрии, отвечающей преобразованиям лагранжевых переменных.

Для "простых" намагничивающихся сред удельная свободная энергия имеет вид

$$F = F(T, g_{\alpha\beta}, m^\gamma) \quad (1.1)$$

где  $T$  – абсолютная температура,  $g_{\alpha\beta} = \delta_{ij}x_\alpha^i x_\beta^j$  – сопутствующие компоненты метрического тензора,  $(x_\alpha^i) = (\partial x^i / \partial \xi^\alpha)$  – матрица дисторсии,  $x^i = x^i(\xi^\alpha, t)$  – закон движения среды в эйлеровых декартовых координатах  $x^i$  и лагранжевых координатах  $\xi^\alpha$  ( $i, \alpha = 1, 2, 3$ ),  $t$  – время;  $m^\gamma$  – сопутствующие компоненты вектора удельной намагниченности. Материальная симметрия определяется как инвариантность внутренней энергии  $F$  при соответствующих преобразованиях  $g_{\alpha\beta}$  и  $m^\gamma$ .

При исследовании структуры функции (1.1) главную роль играют непрерывные подгруппы полной линейной группы, классификация которых приведена в [2]. Добавление дискретных элементов – вращений и отражений – существенно только при дополнительной специализации функции  $F$ , заданной, например, в виде полинома. В табл. 1 для каждой подгруппы даны результаты вычислений ее инвариантов  $I_s(q_{\alpha\beta}, M^\gamma)$ , составленных из компонент симметричного тензора второго ранга  $q$  и некоторого вектора  $\mathbf{M}$ . При задании вида функции  $F = F(T, I_s)$  следует положить  $\mathbf{q} = \mathbf{g}$  и  $\mathbf{M} = \mathbf{m}$ .

В табл. 1 в первом столбце указано число независимых параметров  $a^k$ ,  $k = 1, \dots, r$ , группы (ее размерность), во втором – порядковый номер, далее – матрицы, которые образуют базис алгебры Ли как линейного пространства, содержащего бесконечно малые преобразования в окрестности единичного элемента группы. Эти матрицы выражены через канонические матрицы  $e_{\beta}^{\alpha}$ , у которых на пересечении  $\alpha$ -й строки и  $\beta$ -го столбца стоит 1, остальные элементы равны нулю. Оператор  $d = e_1^1 + e_2^2 + e_3^3$  отвечает однородному растяжению. Величины  $x, y, z$  – параметры непрерывных или дискретных серий подгрупп. Ограничения на них указаны в таблице. Величины  $q = \det(q^{\alpha\beta})$ ,  $M = (q_{\alpha\beta} M^\alpha M^\beta)^{1/2}$  и  $(q^{\alpha\beta}) = (q_{\alpha\beta})^{-1}$  как матрицы. Часто повторяющиеся инварианты  $\mathbf{q}$  и  $\mathbf{M}$  записаны как  $I(r, q)$ , где указан номер соответствующей подгруппы.

Классификация дана с точностью до сопряженности в полной линейной группе или выбора сопутствующего базиса. Ниже предполагается, что лагранжевы координаты выбраны как начальные декартовы

$\xi^\alpha = x_0^\alpha$ , так что  $g_{\alpha\beta}^0 = \delta_{\alpha\beta}$ , плотность  $\rho = \rho_0/|x_\alpha^i|$  и т.п. Здесь и далее нулем отмечено начальное состояние.

**2. Намагничивающиеся материалы.** При конструировании моделей намагничивающихся сред с учетом притока и диссипации энергии можно использовать следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \Delta\chi &= -4\pi\nabla_i(\rho m^i), & \nabla_\alpha\chi &= \rho\frac{\partial F}{\partial m^\alpha} + \mu_\alpha \\ \rho x_{i,t} &= \rho F_i + \nabla_j\left(\rho\frac{\partial F}{\partial x_\alpha^i}x_\alpha^j + \tau_i^j\right) - \nabla_i\chi\nabla_j(\rho m^j) \\ \rho S_t + \nabla_i\left(\frac{q^i}{T}\right) &= D + \frac{1}{T}\rho Q, & S &= -\frac{\partial F}{\partial T} \end{aligned} \quad (2.1)$$

В уравнениях (2.1) векторы  $\nabla\chi = \mathbf{H}$  – магнитное поле,  $\mathbf{F}$  и  $Q$  – удельные массовые сила и приток тепла,  $S$  – энтропия. Тензор вязких напряжений  $\tau^{ij}$ , поток тепла  $q^i$  и магнитная термодинамическая сила  $\mu_\alpha$  должны быть заданы так, чтобы плотность диссипации

$$D = \frac{1}{T}\left(\tau^{ij}\nabla_{(i}v_{j)} + Tq^i\nabla_i\frac{1}{T} + \mu_\alpha m_t^\alpha\right) \geq 0$$

**3. Анизотропно жесткие среды.** Если на движение среды или на магнитное поле наложены связи вида

$$I_s(g_{\alpha\beta}, m^\gamma) = I_s(\delta_{\alpha\beta}, m_0^\gamma) \equiv I_s^0 \quad (3.1)$$

где  $I_s$  – один или несколько инвариантов одной из подгрупп полной линейной группы, указанных в табл. 1, то соответствующие инварианты выпадут из формулы для внутренней энергии, а также упрощится вид диссипации.

Такие связи, несмотря на присутствие намагниченности, можно назвать геометрическими. Конечно, в механике сплошной среды могут возникать и динамические связи, в которые входит тензор скоростей деформаций. Последние здесь не рассматриваются.

Групповая классификация позволяет при постановке задач упорядочить процесс наложения связей, а в некоторых важных случаях вести их интегрирование к простым уравнениям в частных производных. Наложение связи (иногда с небольшим изменением системы уравнений) может привести к существенному упрощению решения.

Отдельно следует выделить теорию анизотропно жестких намагничивающихся материалов, подчиненных полному набору геометрических связей с данной группой симметрии, свободная энергия которых

зависит лишь от температуры  $F = F(T)$  и вообще не дает вклада в уравнения движения. Сюда относятся, например, абсолютно твердое тело, несжимаемая жидкость и др. В этих случаях к свободной энергии  $F$  надо добавить члены вида

$$-\lambda^s (I_s(g_{\alpha\beta}, m^\gamma) - I_s^0) \quad (3.2)$$

где  $\lambda^s$  – определяемые множители Лагранжа (типа давления в случае несжимаемости).

Тогда, если для простоты ограничиться процессами без вязкого сопротивления ( $\tau^{ij} = 0$ ) и необратимой намагниченности ( $\mu_\alpha = 0$ ) и опустить уравнение производства энтропии, которое может быть решено на последующем этапе, система уравнений (2.1) примет вид

$$\begin{aligned} I_s(g_{\alpha\beta}, m^\gamma) &= I_s^0, & \Delta\chi &= -4\pi\nabla_i(\rho m^i), & \nabla_\alpha\chi &= -\rho\lambda^s \frac{\partial I_s}{\partial m^\alpha} \\ \rho x_{i,\mu} &= \rho F_i - \nabla_j \left( \rho\lambda^s \frac{\partial I_s}{\partial x_\alpha^i} x_\alpha^j \right) - \nabla_i\chi \nabla_j(\rho m^j) \end{aligned} \quad (3.3)$$

Интересны случаи, когда число механических связей, содержащих лишь компоненты метрического тензора, больше или равно размерности пространства. В этом случае мы полностью, во всяком случае с точностью до краевых условий, можем определить закон движения среды. Пример абсолютно твердого тела, когда имеется 6 связей, показывает, что здесь также существенны интегральные соотношения, содержащие внешние силовые воздействия.

Таблица 1. Подгруппы полной линейной группы и их инварианты

dim	$N^0$	Алгебра Ли	Инварианты $q$	Инварианты $q, M$
1	1	$x(e_1^1 + e_2^2) + ye_3^3 + e_2^1 - e_1^2$ , $x \geq 0$	$q_{33}(q_{11} + q_{22})^2 q, q_{33}q^{33}$ , $(q_{11} + q_{22}) \exp(-x \arctg \frac{2q_{12}}{q_{11} - q_{22}})$ , $(q_{11} + q_{22})^y q_{33}^x, (q_{11} + q_{22})(q^{11} + q^{22})$	$I(5.4)$
	2	$x(e_1^1 + e_2^2) + ye_3^3 + e_2^1$ , $x = 0; 1$	$q_{33}q_{11}^y q, q_{11}q_{13}^2 q, q_{13}q^{23}$ , $q_{11} \exp(-\frac{2x q_{12}}{q_{11}}), q_{33} \exp(-\frac{2y q_{12}}{q_{11}})$	$I(6.1)$
	3	$e_1^1 + xe_2^2 + ye_3^3$ , $1 \geq x \geq y$	$q_{11}q_{22}q_{12}^{-2}, q_{11}q_{33}q_{13}^{-2}, q_{22}q_{33}q_{23}^{-2}$ , $q_{22}q_{11}^{-x}, q_{33}q_{11}^{-y}$	$I(6.1)$
	4	$xd + e_2^1 + e_3^2$ , $x = 0; 1$	$q_{11}^2 q, q_{11}q^{33}, (q_{22} - 2q_{13})q^{33}$ , $q_{11}q^{23} + q_{12}q^{33}, q^{33} \exp(\frac{2x q_{12}}{q_{11}})$	$I(6.1)$
2	1	$x(e_1^1 + e_2^2 - 2e_3^3) + e_2^1 - e_1^2$ , $d, x \geq 0$	$q_{33}(q_{11} + q_{22})^2 q, q^{33}(q^{11} + q^{22})^2 q^{-1}$ , $q_{33}q^{33}, q_{33}q \exp(6x \arctg \frac{2q_{12}}{q_{11} - q_{22}})$	$I(5.4)$
	2	$x(e_1^1 + e_2^2 - 2e_3^3) + e_2^1, d$ , $x = 0; 1$	$q_{33}q_{11}^y q, q_{11}q_{13}^2 q^{1/2}, q_{13}q^{23}$ , $q_{11}^3 q \exp(-\frac{6x q_{12}}{q_{11}})$	$I(6.1)$
	3	$e_1^1 + xe_2^2 - (1+x)e_3^3, d$ , $-1/2 < x \leq 1$	$q_{11}q_{23}^2 q, q_{22}q_{13}^2 q, q_{11}q_{22}q_{33}q$ , $(q_{33}q_{11}^{1+x})^3 q^{2+x}$	$I(6.1)$
	4	$e_2^1 + e_3^2, d$	$q_{11}^3 q, q^{-1}(q^{33})^3, (q_{22} - 2q_{13})^3 q$ , $q_{11}q^{23} + q_{12}q^{33}$	$I(6.1)$
	5	$e_1^1 + e_2^2 - 2e_3^3 + yd$ , $e_2^1 - e_1^2 + zd$	$q_{33}(q_{11} + q_{22})^2 q, q^{-1}q^{33}(q^{11} + q^{22})^2$ , $q_{33}q^{33}, q_{33}^3 q^{y-2} \exp(-6z \arctg \frac{2q_{12}}{q_{11} - q_{22}})$	$I(5.4)$
	6	$e_1^1 - e_2^2 + yd$ , $e_1^1 - e_3^3 + zd$	$q_{11}q_{23}^2 q, q_{22}q_{13}^2 q, q_{11}q_{22}q_{33}q$ , $q_{11}^{-3y} q_{33}^{3(z-y)} q^{-1-2y+z}$	$I(6.1)$
	7	$e_2^1 + e_3^2 + yd, e_3^1 + zd$ , $y = 0; 1, z = 0; 1$	$q_{11}^3 q, q^{-1}(q^{33})^3, q_{11}q^{23} + q_{12}q^{33}$ , $q^{33} \exp(\frac{2y q_{12} + z(2q_{13} - q_{22})}{q_{11}})$	$I(6.1)$
	8	$e_1^1 + e_2^2 - 2e_3^3 + yd, e_2^1 + zd$ , $z = 0; 1$	$q_{33}q_{11}^y q, q_{11}q_{13}^2 q, q_{13}q^{23}$ , $q_{11}^3 q^{1+y} \exp(\frac{6z q_{12}}{q_{11}})$	$I(6.1)$
	9	$e_2^1 + yd, e_3^1 + zd$ , $y = 0; 1, z = 0; 1$	$q_{11}^3 q, q^{-1}(q^{22})^3, q^{-1}(q^{23})^3$ , $q^{11} \exp(-\frac{2(y q_{12} + z q_{13})}{q_{11}})$	$I(6.1)$
	10	$e_3^1 + yd, e_3^2 + zd$ , $y = 0; 1, z = 0; 1$	$q_{11}^3 q, q_{12}^2 q, q_{22}^2 q$ , $q^{11} \exp(-\frac{2y q_{13} + z q_{23}}{q_{11}})$	$I(6.1)$
	11	$e_2^1 + e_3^2, e_1^1 - e_3^3 + yd$	$(q^{33})^3 q_{11}^{-3} q^{-2}, (q_{22} - 2q_{13})^2 q$ , $q_{11}^3 q^{1+y}, q^{-1} q_{11}^{-3} (q_{11}q^{23} + q_{12}q^{33})^2$	$I(6.1)$
	12	$e_2^1, xe_1^1 + (1+x)e_2^2 -$ $-(1+2x)e_3^3 + yd$	$q_{13}^2 q_{11} q_{33}^{-1}, (q^{23})^2 q_{11} q^{-1}$ , $(q_{13}q^{23})^{6y} q^{-1}, q_{33}^3 q_{11}^{1+2x} q^{x+1/3}$	$I(6.1)$
	13	$e_3^1, e_1^1 + e_2^2 - 2e_3^3 + e_2^1 + yd$	$(q^{23})^3 q_{11}^{-3} q^{-2}, q^{33} q_{11}^{-2} q^{-1}, q_{11}^3 q^{1+y}$ , $q_{11}^3 q \exp(-\frac{6y q_{12}}{q_{11}})$	$I(6.1)$
	14	$e_3^1, -2e_1^1 + e_2^2 + e_3^3 + e_3^2 + yd$	$q_{11}q_{22}^2 q, q_{12}^2 q_{11}^{-1} q, q_{11}^3 q^{y-2}$ , $q^{-1}(q^{23})^3 \exp(-\frac{6y q_{12}}{q_{11}})$	$I(6.1)$

dim	$N^0$	Алгебра Ли	Инварианты $\mathbf{q}$	Инварианты $\mathbf{q}, M$
3	1	$e_1^1 + e_2^2 - 2e_3^3,$ $e_9^1 - e_1^1, d$	$q_{33}(q_{11} + q_{22})^2 q, q_{33} q^{33},$ $q^{33}(q^{11} + q^{22})^2 q^{-1}$	$I(5.4)$
	2	$e_1^1, e_2^2, e_3^3,$	$q_{11} q_{22} q_{33} q, q_{11} q_{23}^2 q, q_{22} q_{13}^2 q$	$I(6.1)$
	3	$e_3^1 + e_2^2, e_3^1, d$	$q_{11}^2 q, q^{-1}(q^{33})^3, q_{11} q^{23} + q_{12} q^{33}$	$I(6.1)$
	4	$e_1^1 + e_2^2 - 2e_3^3, e_2^1, d$	$q_{11}^2 q_{33} q, q_{11} q_{13}^2 q^{-1}, q_{13} q^{23} q$	$I(6.1)$
	5	$e_2^1, e_3^1, d$	$q_{11}^2 q, q^{-1}(q^{22})^3, q^{-1}(q^{23})^3$	$I(6.1)$
	6	$e_3^1, e_3^1, d$	$q_{11}^2 q, q_{12}^3 q, q_{22}^3 q$	$I(6.1)$
	7	$e_1^1 - e_3^3, e_2^1 + e_3^2, d$	$(q_{33})^3 q_{11}^3 q^{-2}, (q_{22} - 2q_{13})^3 q,$ $q^{-1}(q_{11} q^{23} + q_{12} q^{33}) q_{11}^{-3}$	$I(6.1)$
	8	$x e_1^1 + (1+x)e_2^2 - (1+2x)e_3^3,$ $e_2^1, d$	$q_{11} q_{33} q_{13}^{-2}, q_{33}^2 q_{11}^{1+2x} q^{x+1/3},$ $(q^{23})^2 q_{11}^{-1} q^{-1}$	$I(6.1)$
	9	$e_1^1 + e_2^2 - 2e_3^3 + e_2^1,$ $e_3^1, d$	$(q^{23})^3 q_{11}^3 q^{-2}, q^{33} q_{11}^{-2} q^{-1},$ $q_{11}^3 q \exp(-\frac{6q_{12}}{q_{11}})$	$I(6.1)$
	10	$-2e_1^1 + e_2^2 + e_3^3 + e_3^2,$ $e_3^1, d$	$q_{11} q_{22}^2 q, q_{12}^2 q_{11}^{-1} q,$ $q^{-1}(q^{33})^3 \exp(-\frac{6q^{23}}{q^{33}})$	$I(6.1)$
	11	$e_2^1 + e_3^2, e_3^1,$ $e_1^1 - e_3^3 + yd$	$q_{11}^3 q^{-1+y}, q_{11}^{-y-1} (q^{33})^{y+1},$ $(q_{11} q^{23} + q_{12} q^{33})^{2(1+y)} q_{11}^{-3}$	$I(6.1)$
	12	$e_2^1, e_1^1 - e_2^2 + yd,$ $e_1^1 - e_3^3 + zd$	$(q_{13} q_{33})^{-2}, (q^{23})^2 q_{11}^{-1} q^{-1},$ $(q_{13} q^{23})^{6y}, q_{33}^{3(y-2z)} q^{2+y-2z}$	$I(6.1)$
	13	$-(1+x)e_1^1 + x e_2^2 + e_3^3 + yd,$ $e_2^1, e_3^1,  x  \leq 1, x \neq -1/2$	$(q^{23})^2 q_{11}^{-1} q^{-1}, q_{11}^{3y} q^{-1-x+y},$ $(q^{22})^{3(1+x)} q_{11}^{-3x} q^{-(1+2x)}$	$I(6.1)$
	14	$e_1^1 + e_2^2 - 2e_3^3 + zd,$ $e_2^1 + yd, e_3^1, y = 0; 1$	$(q^{23})^2 q_{11}^{-1} q^{-1}, q_{11} q^{22},$ $q_{11}^3 q^{-1+z} \exp(\frac{6y q_{12}}{q_{11}})$	$I(6.1)$
	15	$e_3^1, e_1^1 + yd, e_3^2 + zd,$ $y = 0; 1, z = 0; 1$	$q_{11}^3 q, (q^{33})^3 q^{-1},$ $q_{11} \exp(-\frac{2y q_{12}}{q_{11}} + \frac{2z q^{23}}{q^{33}})$	$I(6.1)$
	16	$-2e_1^1 + e_2^2 + e_3^3 + e_3^2 + yd,$ $e_2^1, e_3^1$	$(q^{33})^2 q_{11}^{-1} q^{-1}, q_{11}^3 q^{y-2},$ $q^{-1}(q^{33})^3 \exp(-\frac{6q^{23}}{q^{33}})$	$I(6.1)$
	17	$x(-2e_1^1 + e_2^2 + e_3^3) +$ $+e_3^2 - e_3^3 + yd, e_2^1, e_3^1$	$(q^{22} + q^{33})^2 q_{11}^{-1} q^{-1}, q_{11}^3 q^{-2x+y},$ $(q_{11})^3 q \exp(6x \arctg \frac{2y q^{23}}{q^{33} - q_{33}})$	$I(5.2)$
	18	$x e_1^1 + e_2^2 - (1+x)e_3^3 + yd,$ $e_3^1, e_3^2,  x  \leq 1, x \neq -1/2$	$q_{11} q_{22} q_{12}^{-2}, q_{11}^2 q_{22}^{-3x} q^{1-x},$ $(q_{11} q_{12}^2)^{3y} q^{1-2x+3y}$	$I(6.1)$
	19	$e_1^1 - 2e_2^2 + e_3^3 + zd,$ $e_3^1 + yd, e_3^2$	$q_{11} q_{22} q_{12}^{-2}, q_{11}^2 q_{22} q,$ $q_{11}^3 q^{1+z} \exp(\frac{6y q_{12}}{q_{11}})$	$I(6.1)$
	20	$e_1^1 + e_2^2 - 2e_3^3 + e_3^2 + yd,$ $e_3^1, e_3^2$	$q^{33} q_{11}^{-2} q^{-1}, q_{11}^3 q^{1+y},$ $q_{11}^3 q \exp(-\frac{6y q_{12}}{q_{11}})$	$I(6.1)$
	21	$x(e_1^1 + e_2^2 - 2e_3^3) +$ $+e_2^1 - e_1^1 + yd, e_3^1, e_3^2$	$q^{33}(q_{11} + q_{22})^{-2} q^{-1}, (q^{33})^{3y} q^{2x-y},$ $q^{-1}(q^{33})^3 \exp(-6x \arctg \frac{2q_{12}}{q_{33} - q_{22}})$	$I(5.4)$
	22	$e_1^1 + e_2^2, e_3^1 + e_3^2, e_3^3 - e_2^2$	$q, q_{11} - q_{22} - q_{33}, q^{11} - q^{32} - q^{33}$	$I(4.1)$
	23	$e_1^1 - e_2^2, e_3^1, e_1^2$	$q, q_{33}, q^{33}$	$M, M_3, M^3$
	24	$e_2^1 - e_1^1, e_3^1 - e_3^2, e_3^1 - e_3^2$	$q, q_{11} + q_{22} + q_{33}, q^{11} + q^{22} + q^{33}$	$I(4.3)$

dim	$N^0$	Алгебра $\bar{\mathcal{L}}\mathfrak{H}$	Инварианты $\mathfrak{q}$	Инварианты $\mathfrak{q}, M$
4	1	$e_2^1 + e_1^2, e_3^1 + e_1^3, e_3^2 - e_2^3, d$	$(q_{11} - q_{22} - q_{33})^3 q, q^{-1}(q^{11} - q^{22} - q^{33})^3$	$M, (M_1^2 - M_2^2 - M_3^2)^3 q, ((M^1)^2 - (M^2)^2 - (M^3)^2)^3 q^{-1}$
	2	$e_1^1 - e_2^2, e_2^1, e_1^2, d$	$(q_{33})^3 q, q^{-1}(q^{33})^3$	$M, M_3^6 q, (M^3)^6 q^{-1}$
	3	$e_2^1 - e_1^2, e_3^1 - e_2^3, e_1^3 - e_3^1, d$	$(q_{11} + q_{22} + q_{33})^3 q, q^{-1}(q^{11} + q^{22} + q^{33})^3$	$M, (M_1^2 + M_2^2 + M_3^2)^3 q, ((M^1)^2 + (M^2)^2 + (M^3)^2)^3 q^{-1}$
	4	$e_2^1 + e_3^2, e_3^1, e_1^1 - e_3^3, d$	$(q^{33})^3 q^{-2} q_{11}^{-3}, q^{-1}(q_{11} q_{22}^3 + q_{12} q^{33})^2 q_{11}^{-3}$	$I(6.1)$
	5	$e_2^1, e_1^1, e_2^2, e_3^3$	$q_{11} q_{33} q_{13}^{-2}, (q^{23})^2 q_{11}^{-1} q^{-1}$	$I(6.1)$
	6	$-(1+x)e_1^1 + x e_2^2 + e_3^3, e_2^1, e_3^1, d, x \leq 1$	$(q^{23})^2 q_{11}^{-1} q^{-1}, (q^{22})^3 (1+x) q_{11}^{-3} q^{-(1+2x)}$	$I(6.1)$
	7	$x(-2e_1^1 + e_2^2 + e_3^3) + e_2^1, e_3^1, e_1^1, d x = 0; 1$	$(q^{33})^2 q_{11}^{-1} q^{-1}, q^{-1}(q^{33})^3 \exp(-\frac{6x q^{23}}{q^{33}})$	$I(6.1)$
	8	$x(-2e_1^1 + e_2^2 + e_3^3) + e_2^1 - e_3^2, e_2^1, e_3^1, d$	$(q^{22} + q^{33})^2 q_{11}^{-1} q^{-1}, (q_{11})^3 q \exp(6x \arctg \frac{2q^{23}}{q^{22} - q^{33}})$	$I(5.2)$
	9	$x e_1^1 + e_2^2 - (1+x) e_3^3, e_3^1, e_2^1, d x \leq 1$	$q_{11} q_{22} q_{12}^{-2}, q_{11}^3 q_{22}^{-3} q^{1-x}$	$I(6.1)$
	10	$e_1^1 + e_2^2 - 2e_3^3 + e_1^1, e_3^1, e_3^2, d$	$q^{33} q_{11}^{-2} q^{-1}, q_{11}^3 q \exp(-\frac{6q_{12}}{q_{11}})$	$I(6.1)$
	11	$x(e_1^1 + e_2^2 - 2e_3^3) + e_1^1 - e_2^1, e_3^1, e_3^2, d$	$q^{33}(q_{11} + q_{22})^{-2} q^{-1}, q^{-1}(q^{33})^3 \exp(-6x \arctg \frac{2q_{12}}{q_{11} - q_{22}})$	$I(5.4)$
	12	$e_1^1 - e_2^2 + yd, e_2^1 - e_3^3 + zd, e_2^1, e_3^1$	$(q^{33})^2 q_{11}^{-1} q^{-1}, (q^{33})^3 z q_{11}^3 q^{1+y-z}$	$I(6.1)$
	13	$-2e_1^1 + e_2^2 + e_3^3 + yd, e_2^1 - e_3^3 + zd, e_2^1, e_3^1$	$(q^{22} + q^{33})^2 q_{11}^{-1} q^{-1}, (q_{11})^3 y q^{y-1} \exp(-3z \arctg \frac{2y q^{23}}{q^{22} - q^{33}})$	$I(5.2)$
	14	$e_1^1 - e_2^2 + yd, e_2^1 - e_3^3 + zd, e_3^1, e_3^2$	$q_{11} q_{22} q_{12}^{-2}, q_{11}^3 q_{22}^{-3} q^{1+y+2z}$	$I(6.1)$
	15	$e_1^1 + e_2^2 - 2e_3^3 + yd, e_2^1 - e_1^2 + zd, e_3^1, e_3^2$	$(q_{11} + q_{22})^2 (q^{33})^{-1} q, (q^{33})^{3y} q^{2-y} \exp(6z \arctg \frac{2q_{12}}{q_{11} - q_{22}})$	$I(5.4)$
	16	$e_1^1 - e_2^2 + yd, e_2^1, e_3^1, e_3^2$	$(q^{33})^3 q^{-1}, q_{11}^3 q^{1+y}$	$I(6.1)$
	17	$-(1+x)e_1^1 + x e_2^2 + e_3^3 + yd, e_2^1, e_3^1, e_3^2 x < 1, x \neq -1/2$	$(q^{33})^{3(1+x)} q_{11}^{-2} q^{-(2+x)}, q_{11}^{-3} y q^{1+x-y}$	$I(6.1)$
	18	$e_1^1 + e_2^2 - 2e_3^3 + yd, e_2^1 + zd, e_3^1, e_3^2$	$q^{33} q_{11}^{-2} q^{-1}, (q_{11})^3 y q^{1+y} \exp(6z \frac{2q_{12}}{q_{11}})$	$I(6.1)$
	19	$-2e_1^1 + e_2^2 + e_3^3 + yd, e_2^1, e_3^1, e_3^2 + zd$	$(q^{33})^2 q_{11}^{-1} q^{-1}, q_{11}^3 y q^{y-2} \exp(12z \frac{2q_{12}}{q^{33}})$	$I(6.1)$
	20	$e_1^1 - e_2^2, e_2^1, e_1^2 - e_3^3 + yd$	$q_{33} q^{33}, q_{33}^3 q^{y-1}$	$I(5.7)$

dim	$N^0$	Алгебра Ли	Инварианты $q$	Инварианты $q, M$
5	1	$e_2^1, e_3^1, e_1^1, e_2^2, e_3^3$	$(q^{23})^2 q_{11}^{-1} q^{-1}$	$I(6.1)$
	2	$e_2^1, e_3^1, -2e_1^1 + e_2^2 + e_3^3, e_3^2 - e_2^2, d$	$(q^{22} + q^{33})^2 q_{11}^{-1} q^{-1}$	$M, M_1^2 q_{11}^{-1}, ((M^2)^2 + (M^3)^2) M_1^{-2} q^{-1}$
	3	$e_2^1, e_3^2, e_1^1, e_2^2, e_3^3$	$q_{11} q_{22} q_{12}^{-2}$	$I(6.1)$
	4	$e_2^1, e_3^2, e_1^1 + e_2^2 - 2e_3^3, e_1^2 - e_2^2, d$	$q^{33} (q_{11} + q_{22})^{-2} q^{-1}$	$M, (M^3)^2 (q^{33})^{-1}, (M_1^2 + M_2^2)^2 (M^3)^{-2} q$
	5	$e_2^1, e_3^1, e_3^2, e_1^1 - e_2^2, d$	$(q^{33})^3 q^{-1}$	$I(6.1)$
	6	$-(1+x)e_1^1 + x e_2^2 + e_3^3, e_2^1, e_3^1, e_3^2, d, x \leq 1$	$(q^{33})^{3(1+x)} q_{11}^{-3} q^{-(2+x)}$	$I(6.1)$
	7	$e_2^1, e_3^1, e_1^1, e_2^2, e_3^3$	$q_{33} q^{33}$	$M, (M^3)^2 (q^{33})^{-1}, M_3 M^3$
	8	$e_2^1, e_3^1, e_3^2, e_1^1 - e_2^2 + yd, e_2^2 - e_3^2 + zd$	$(q^{33})^{3z} q_{11}^{3y} q^{1+y-z}$	$I(6.1)$
	9	$e_2^1, e_3^1, e_3^2, e_1^1 - e_2^2, e_2^2 - e_3^2, e_3^2, e_2^2 - e_3^2$	$q, q^{33}$	$M, (M^3)^2 (q^{33})^{-1}, M^3$
	10		$q, q_{11}$	$M, M_1^2 q_{11}^{-1}, M_1$
6	1	$e_2^1, e_3^1, e_3^2, e_1^1, e_2^2, e_3^3$	1	$M, M_1^2 q_{11}^{-1}, (M^3)^2 (q^{33})^{-1}$
	2	$e_2^1, e_3^1, e_3^2, e_1^1 - e_2^2, d$	$q^{-1} (q^{33})^3$	$I(7.1)$
	3	$e_2^1, e_3^1, e_3^2, e_2^2 - e_3^2, d$	$q_{11}^3 q$	$I(7.2)$
	4	$e_2^1, e_3^1, e_3^2, e_1^1 - e_2^2, e_3^2 + yd$	$q^{-(1+y)} (q^{33})^{1+3y}$	$I(7.1)$
	5	$e_2^1, e_3^1, e_3^2, e_2^2 - e_3^2, e_1^1 + yd$	$q^{1+y} q_{11}^{1+3y}$	$I(7.2)$
7	1	$e_2^1, e_3^1, e_3^2, e_1^1, e_2^2, e_3^3$	1	$M, (M^3)^2 (q^{33})^{-1}$
	2	$e_2^1, e_3^1, e_3^2, e_1^1, e_2^2, e_3^3$	1	$M, M_1^2 q_{11}^{-1}$
8	1	$e_2^1, e_3^1, e_3^2, e_1^1 - e_2^2, e_2^2 - e_3^2, e_1^1 - e_2^2, e_2^2 - e_3^2$	$q$	$M$

### Заключение

Во всех случаях симметрии можно указать класс точных решений уравнений движения среды и магнитного поля с однородной деформацией. Полностью решается также плоская задача для моделей с однопараметрическими группами симметрий. В этом случае построение решений сводится к анализу линейной системы уравнений с постоянными коэффициентами.

В рамках представленной классификации анизотропно жестких сред также необходим анализ гиперболичности уравнений (при отсутствии диссипации), что связано с термодинамической устойчивостью материала [3], особенно когда закон движения полностью определяется условиями жесткости. Это может служить средством отбора моделей, пригодных для описания действительности.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 08-01-00026, 08-01-00401) и гранта Президента РФ (проект НШ-610.2008.1).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Голубятников А. Н. Аффинная симметрия сплошных сред // М.: Изд-во МГУ, 2001. – 94 с.
2. Голубятников А. Н. Симметрии сплошных сред // Успехи механики, 2003, т. 2, № 1. – с. 126-183.
3. Голубятников А. Н. Термодинамическая устойчивость анизотропных магнитных жидкостей и их поверхности в магнитном поле // Успехи механики, 2006, т. 4, № 3. – с. 3-25.

**СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ КОНСТРУКЦИИ  
КОМБИНИРОВАННЫХ МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ  
ГЕРМЕТИЗАТОРОВ, ПРЕДНАЗНАЧЕННЫХ ДЛЯ ЗАМЕНЫ  
БЕСКОНТАКТНЫХ УПЛОТНЕНИЙ ПОДШИПНИКОВЫХ  
УЗЛОВ ЭЛЕКТРОДВИГАТЕЛЕЙ**

**Виноградов А. Н., Радионов А. В., Казакуца А.В.,**  
ООО «Научно-производственное внедренческое предприятие  
«Феррогидродинамика»  
ул. Большая Морская, 45/5 , г. Николаев 54030, Украина  
факс 38(0512) 35-54-65, E-mail: [radionov@fhd.nikolaev.ua](mailto:radionov@fhd.nikolaev.ua)



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 44 публикации, в том числе 34 статьи и 8 патентов. В настоящее время является главным инженером НПВП «Феррогидродинамика».



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 157 научные публикации, в том числе 45 статей, 23 авторских свидетельств на изобретение и патентов, 37 статей в иностранных журналах. В настоящее время является директором НПВП «Феррогидродинамика». В 1998 г. избран академиком Академии инженерных наук Украины.



Казакуца Александр Владимирович окончил Николаевский кораблестроительный институт в 1985 году. После окончания института работал инженером-конструктором на предприятиях Минрыбхоза и Минсудпрома. Имеет 11 публикаций, 5 патентов. В настоящее время работает ведущим конструктором в НПВП «Феррогидродинамика»

Комбинированные магнитожидкостные герметизаторы, предназначенные для защиты узлов с подшипниками скольжения крупных электрических двигателей, составляют значительную часть продукции ООО «НПВП «Феррогидродинамика».

Данные герметизаторы устанавливаются взамен штатных бесконтактных лабиринтных и щелевых уплотнений и в отличие от последних обеспечивают практически полную герметичность подшипникового узла и отсутствие выбрасывания мелкодисперсного масла и масляного тумана, затягиваемых системой охлаждения двигателя внутрь корпуса двигателя и оседающих на обмотке, что резко снижает надежность электрической машины и может привести к аварийной ситуации.

Данные комбинированные герметизаторы выполняются в габаритах штатного уплотнения и изготавливаются разъемными в осевой плоскости для обеспечения возможности монтажа на штатное место без разборки подшипникового узла.

Конструктивно герметизаторы состоят из двух частей – внутреннего лабиринтного уплотнения и наружного магнитожидкостного герметизатора, объединенных в единое целое.

Примеры наиболее распространенных конструкций штатных бесконтактных уплотнений, а также некоторых моделей комбинированных магнитожидкостных герметизаторов производства ООО «НПВП «Феррогидродинамика» приведены в [1].

Внутреннее лабиринтное уплотнение обеспечивает минимизацию контакта уплотняемого масла из подшипникового узла с магнитной жидкостью, удерживаемой в рабочем зазоре между валом двигателя и концентраторами магнитного потока полюсных наконечников собственно магнитожидкостного герметизатора, являющегося наружной частью данной конструкции.

Создание подобного комбинированного МЖГ – весьма непростая задача. Во-первых, разрабатываемый герметизатор по своим основным параметрам должен превосходить заменяемое штатное уплотнение, во-вторых, разрабатываемый МЖГ должен размещаться в габаритах заменяе-

мого штатного уплотнения, в-третьих, разрабатываемый МЖГ должен быть оптимальным по соотношению «стоимость / эффективность».

Очень сложно в габаритах штатного уплотнения традиционной конструкции (осевой размер обычно 40–55 мм) разместить одновременно магнитную систему, которая при достижении необходимого удерживаемого перепада давлений обладала бы минимальными потерями магнитного потока и содержала бы минимально необходимое количество магнитов, а также эффективно работающее лабиринтное уплотнение, минимизирующее контакт масла с магнитной жидкостью.

Большое количество моделей двигателей (СДН, СДМ, СДК, СТД, ФАЗ и т.д.) и существование широких типоразмерных рядов для каждой модели ведет к тому, что практически для каждого двигателя необходимо разрабатывать новую конструкцию герметизатора.

При этом по мере накопления опыта разработки конструкции комбинированных МЖГ постоянно совершенствуются – это относится и к магнитным системам, и к лабиринтным уплотнениям комбинированного МЖГ, и к общему конструктиву в целом в плане его технологичности и снижения стоимости при повышении надежности и эффективности всей конструкции.

Использование в работе различных САД – систем и программных пакетов для расчетов магнитного поля резко сокращает время проектирования и позволяет оценивать различные варианты конструктивного исполнения как деталей, так и всего изделия в целом, учитывать потери магнитного потока, определять значение магнитной индукции в рабочем зазоре и подбирать необходимое количество магнитов в магнитной системе для обеспечения необходимого удерживаемого перепада давлений (УПД) [2]. Проиллюстрируем, насколько даже совсем небольшое (конструктивно) изменение сечения магнитопровода увеличивает потери магнитного поля и ведет к снижению индукции в рабочем зазоре.

В качестве примера приведем распределение магнитного поля в известной конструкции МЖГ с немагнитным корпусом, стальными полюсными наконечниками с расположенными между ними постоянными магнитами и немагнитным разделительным кольцом. Разделительное кольцо отделяет кольцевую межполюсную полость от зоны расположения магнитов, зазоры между которыми обычно заполняются эпоксидным компаундом.

Для возможности центровки разделительного кольца при сборке изделия на поверхности полюсных наконечников, обращенной к магнитам, обычно выполняется ступенька (рис. 1) либо кольцевая канавка (рис. 2).

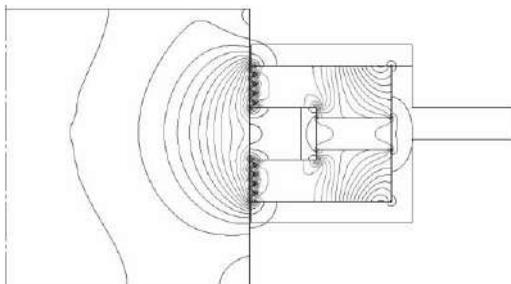


Рис. 1. Распределение индукции магнитного поля в МЖГ при ступенчатом сечении полюсного наконечника

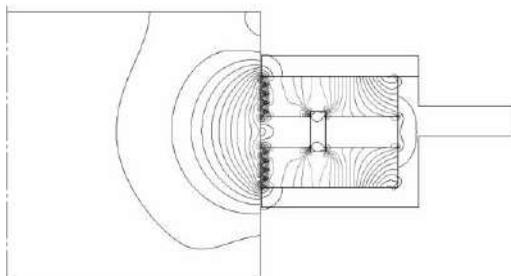


Рис. 2. Распределение индукции магнитного поля в МЖГ при выполнении канавки на полюсных наконечниках

Центровка кольца при помощи магнитов, показанная на (рис. 3), (поверхность полюсных наконечников плоская) применяется исключительно редко.

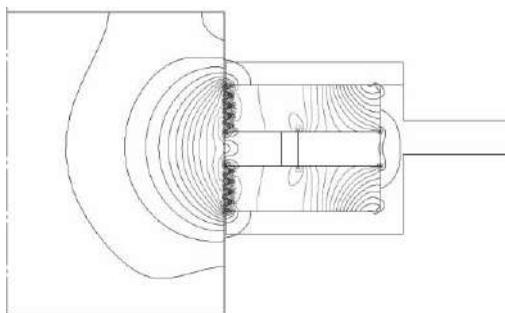


Рис. 3. Распределение индукции магнитного поля в МЖГ в случае плоских полюсных наконечников

На приведенных рисунках заметно, что изменение сечения магнитопровода (полюсного наконечника) в месте установки раздели-

тельного кольца при прочих равных условиях ведет к потерям магнитного поля и, в конечном счете, к уменьшению индукции в рабочем зазоре под концентраторами магнитного потока.

Величина индукции в зазоре для конструкций, показанных на (рис. 1, 2), по сравнению с конструкцией, показанной на (рис. 3) (плоские полюсные наконечники) уменьшается на 8–10 процентов.

Минимизация потерь магнитного поля особенно важна при создании МЖГ для высокоскоростных двигателей (частота вращения ротора 1500–3000 об/мин), так как при высоких скоростях вала центробежные силы, действующие на магнитную жидкость, становятся сопоставимыми с силами внутреннего магнитного давления и появляется риск «выбрасывания» МЖ из рабочего зазора.

При отработке общей конструкции МЖГ возникают вопросы, связанные с влиянием материалов отдельных деталей на потери магнитного поля.

Неправильный выбор материала может резко уменьшить индукцию в рабочем зазоре герметизатора.

Особенностью конструкции, показанной ниже, является то, что в качестве одного из полюсных наконечников МЖГ используется внутренняя часть стального корпуса герметизатора. На ней устанавливаются магниты с немагнитным разделительным кольцом и вторым полюсным наконечником, закрываемые снаружи немагнитной крышкой. С тыльной стороны от МЖГ к стальному корпусу крепится лабиринтное уплотнение, выполненное в виде отдельной детали. Данное уплотнение обычно выполняется из немагнитного материала (алюминия), значительно более дорогого, чем обычная сталь. Распределение индукции магнитного поля в деталях герметизатора показано на (рис. 4).

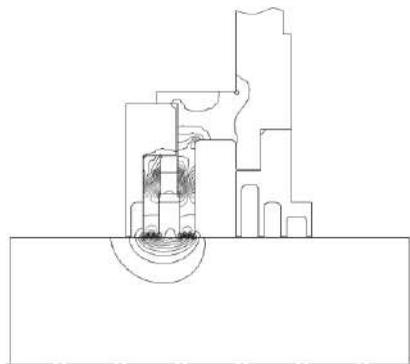


Рис. 4. Распределение индукции магнитного поля в герметизаторе с немагнитным предварительным лабиринтным уплотнением

Желание заменить немагнитную деталь на более дешевую стальную приводит к резкому ослаблению магнитного поля МЖГ (рис. 5).

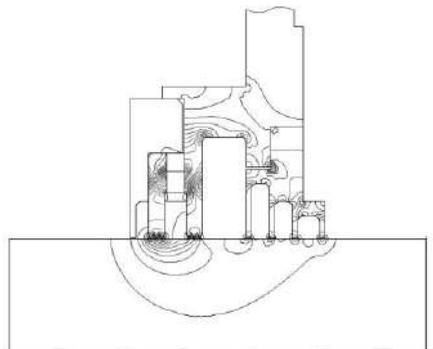


Рис. 5. Распределение индукции магнитного поля в герметизаторе со стальным предварительным лабиринтным уплотнением

Конструкция герметизатора с меньшим расходом немагнитного материала показана на (рис. 6). В данной конструкции немагнитные проставки отделяют магнитную систему от стального фланца с лабиринтным уплотнением. Болты, крепящие магнитную систему на фланце, также выполнены немагнитными. Данное решение применено в герметизаторе для электродвигателей СТД-1500 (частота вращения вала 3000об/мин) привода компрессоров сжатого воздуха.

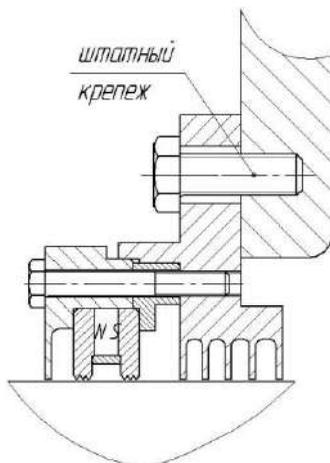


Рис. 6. МЖГ электродвигателя СТД-1500

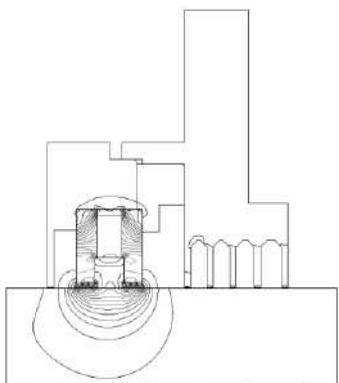


Рис. 7. Распределение индукции магнитного поля в герметизаторе со стальным предварительным лабиринтным уплотнением

При разработке МЖГ постоянно учитывается опыт эксплуатации и монтажа герметизаторов на различных предприятиях. Учитывается необходимость высокой жесткости конструкции для сохранения точных размеров во время и после нарезки концентраторов магнитного потока, которые нарезаются индивидуально в зависимости от диаметра вала в месте установки МЖГ. Это особенно актуально для МЖГ для больших диаметров валов (например, для электродвигателя СДН2-17-56-8у3 диаметр вала составляет 285 мм).

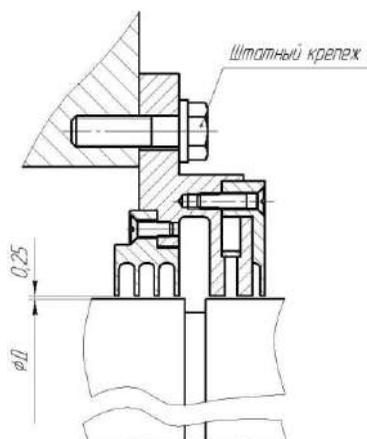


Рис.8. МЖГ СДН 2-17-56-8у3

В данном МЖГ, как и МЖГ двигателя СДН2-16-17-44, применены трехкамерные лабиринтные уплотнения.

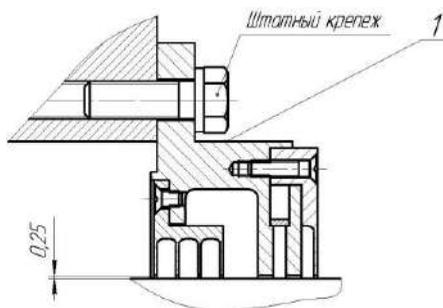


Рис. 9. МЖГ СДН2-16-17-44

На предприятии интенсивно проводятся экспериментальные работы, связанные с разработкой высокоскоростных герметизаторов (линейные скорости вала порядка 30м/сек). Заявки на разработку подобных герметизаторов от промышленности имеются.

Существенно модернизирован экспериментальный стенд, на котором отрабатываются как элементы различных конструкций лабиринтных уплотнений и магнитные системы, так и комбинированные МЖГ. Один из приводных двигателей стенда получает питание через частотный преобразователь мощностью 5,5 кВт, что позволяет в настоящее время плавно регулировать частоту вращения вала от 100 до 4500 об/мин. В настоящее время на стенде установлен имитатор вала диаметром 210 мм (диаметр совпадает с диаметром вала двигателя СТП-6000-2) и ведутся работы, связанные с ресурсными испытаниями различных магнитных жидкостей при линейных скоростях поверхности вала 34 м/сек.

Технические решения, связанные с конструкцией герметизаторов и технологией их изготовления, патентуются [3], [4].

Работы ООО «НПВП «Феррогидродинамика» по улучшению своей продукции отмечены следующими наградами – Ассоциация деловых кругов Украины в Рейтинге «Лучшие предприятия Украины» в 2007 году назвала «Феррогидродинамику» лауреатом в номинации «Научно-техническая деятельность».

ООО «НПВП «Феррогидродинамика» – победитель Всеукраинского конкурса–выставки «Лучший отечественный товар 2007 года» в номинации «Производство новых видов промышленной продукции» (Магнитожидкостный герметизатор вращающихся валов) проводимого

государственным управлением делами Президента Украины и национальным комплексом «Экспоцентр Украины» в честь Дня независимости Украины.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Радионов А.В., Виноградов А.Н., Казакуца А.В.: Разработка конструкций комбинированных высокоскоростных магнитожидкостных герметизаторов для замены бесконтактных уплотнений. Труды 11-й Международной научно-технической конференции «Герметичность, вибронадежность и экологическая безопасность насосного и компрессорного оборудования» – «Гервикон –2005». – В 3т. – Сумы: Изд-во СумГУ, 2005. – Т.1
2. А.В. Казакуца, А.Н. Гурский, А.Н. Виноградов, В.Н. Призва: Использование программных пакетов для расчета магнитных полей при проектировании магнитожидкостных герметизаторов. Всероссийская научная конференция "Физико-химические и прикладные проблемы магнитных дисперсных наносистем". 9-12 сентября, 2007, Ставрополь, Россия, Сб. науч. тр.
3. Патент на корисну модель №18115. Магніторідинне ущільнення./ Радіонов О.В., Виноградов О.М., Казакуца О.В., Тихонов А.С.
4. Патент на корисну модель №19289. Спосіб виготовлення магніторідинного ущільнення./ Радіонов О.В., Виноградов О.М., Казакуца О.В. та інші.

## ТЕЧЕНИЕ МАГНИТОРЕОЛОГИЧЕСКОЙ ЖИДКОСТИ В РАБОЧЕМ ЗАЗОРЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ МАГНИТОРЕОЛОГИЧЕСКОЙ МУФТЫ

**Гурский А.Н.**

ООО «Научно-производственное внедренческое предприятие  
«Феррогидродинамика»  
ул. Большая Морская, 45/5, г. Николаев 54030, Украина  
факс 38(0512) 35-54-65, E-mail: [radionov@fhd.nikolaev.ua](mailto:radionov@fhd.nikolaev.ua)



Гурский Андрей Николаевич окончил Национальный Университет Кораблестроения им. адм. Макарова в 2006 году. С 2006 г. по настоящее время инженер-исследователь в НПВП «Феррогидродинамика», аспирант НУК. Имеет 8 публикаций, в том числе 3 статьи, 1 патент.

Магнитореологическая жидкость (МРЖ), которая в основном используется в магнитореологических муфтах и тормозах при отсутствии магнитного поля ведет себя как ньютоновская жидкость. Однако, когда к жидкости приложено внешнее магнитное поле, предел текучести жидкости увеличивается и она начинает вести как реологическое тело Бингама-Шведова [1, 2, 3, 4]

$$\tau = \pm\tau_0 + \mu \frac{\partial u}{\partial y}$$

где,  $\tau_0$  – предел текучести магнитной жидкости зависящий от приложенного магнитного поля;  $\mu$  – вязкость магнитной жидкости;  $\frac{\partial u}{\partial y}$  – угловая скорость сдвига (градиент скорости).

Рассмотрим цилиндрическую компоновку муфты.

При анализе движения магнитореологической жидкости в цилиндрическом рабочем зазоре целесообразно применение модели течения между двумя параллельными пластинами, поскольку размеры рабочего зазора значительно меньше всех конструктивных размеров муфты.

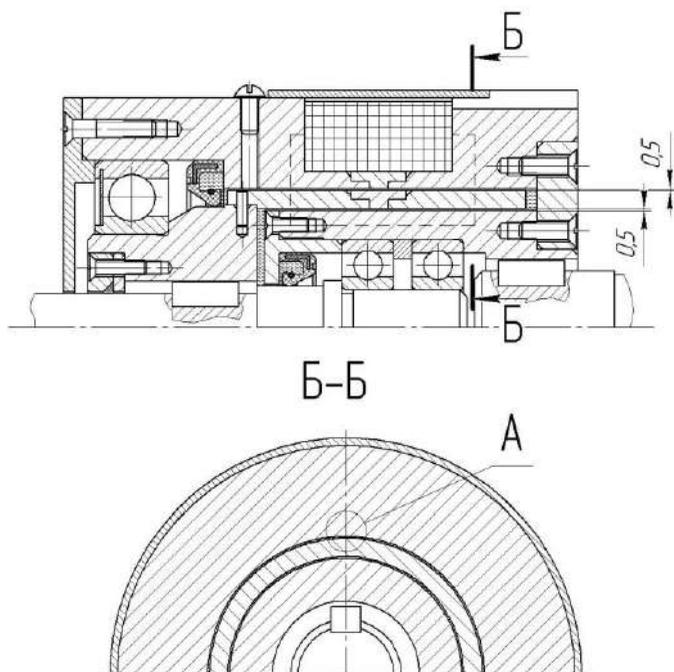


Рис. 1. Двухзоровая цилиндрическая магнитоологическая муфта

Для данного случая можно воспользоваться уравнением Куэтта, которое вытекает из уравнения Навье-Стокса для стабильного ламинарного течения

$$(u\nabla)u = -\frac{1}{\rho}\nabla p + g - u\Delta u$$

Получим уравнения

$$\frac{d^2 u}{dy^2} = 0; \quad \frac{dp}{dy} = -\rho g$$

Интегрирование второго уравнения дает гидростатическое давление в жидкости

$$P = P_0 - \rho g y,$$

которое не влияет на динамику течения магнитоологической жидкости, а интегрируя первое выражение, получим

$$u(y) = A + By$$

Для двух вращающихся цилиндров эпюра скоростей будет выглядеть как, на рис. 2. [5]

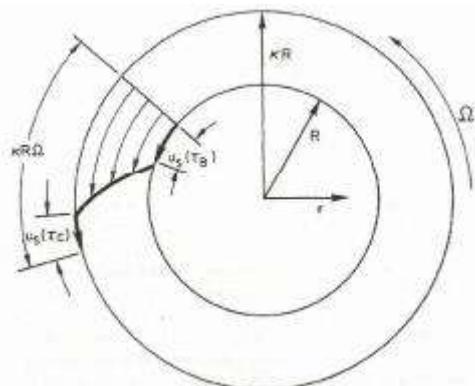


Рис. 2. Эпюра скоростей сдвига для двух вращающихся цилиндров

Поскольку зазор значительно меньше остальных конструктивных размеров муфты, то можно принять идеальное течение Куэтта

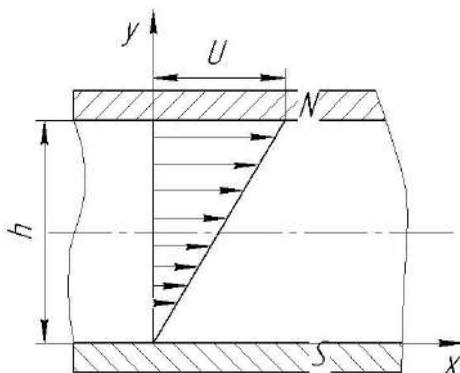


Рис. 3. Эпюра скоростей углового сдвига для полного скольжения

Принимая граничные условия для полного скольжения,

$$y = 0, \quad u(y) = 0$$

$$y = h, \quad u(y) = U$$

Получим выражение зависимости скорости сдвига

$$u(y) = U \frac{y}{h}$$

где  $h$  – величина рабочего зазора

Касательное напряжение в жидкости везде одинаково и равно

$$\tau = \mu \cdot \frac{du}{dy} = \mu \cdot \frac{U}{h}$$

Сдвиговое усилие в режиме скольжения

$$F = \frac{\mu}{h} \cdot U \cdot S$$

где  $S$  – площадь сцепления

Муфта работает в режиме частичного скольжения. Как видно из рис. 4, в областях (1, 2), где сдвиговое напряжение больше, чем  $\tau_0$ , МРЖ ведет себя как ньютоновская жидкость.

В области 3 жидкость ведет себя как твердое тело, предел текучести  $\tau_0$  не был превышен. Поскольку напряжение магнитного поля в зазоре однородное, то и зоны течения можно принять одинаковыми относительно оси симметрии.

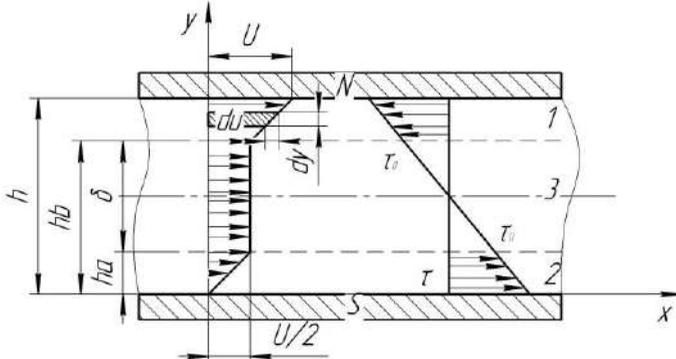


Рис. 4. Течение МРЖ между цилиндрами. Вид А (увеличено)

Для случая, когда

$$\tau \leq \tau_0,$$

муфта работает в синхронном режиме, тогда сдвиговое усилие

$$F = \tau_0 \cdot S$$

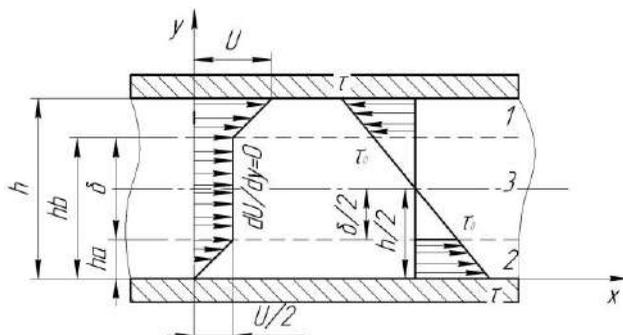


Рис. 5. Эпюра касательных напряжений в МРЖ

Для определения неизвестных величин  $h_a$ ,  $h_b$  исходя из геометрии течения воспользуемся подобием треугольников

$$\frac{\tau_0}{\tau} = \frac{\delta/2}{h/2} = \frac{\delta}{h}$$

Отсюда,

$$\delta = \frac{h \cdot \tau_0}{\tau}$$

$$h_a = \frac{1}{2} h \cdot \left(1 - \frac{\tau_0}{\tau}\right)$$

$$h_b = h - h_a = \frac{1}{2} h \cdot \left(1 + \frac{\tau_0}{\tau}\right)$$

Суммарная сила сдвига определяется как

$$F = \frac{\mu}{h} \cdot U \cdot S + \tau_0 \cdot S$$

Скорость сдвига

$$U = \Delta\omega \cdot R = 2\pi \cdot \Delta n \cdot R$$

$\Delta n$  – разница между частотой вращения ведущего и ведомого органа

В данном случае для цилиндрической муфты площадь сцепления

$$S = 2 \cdot \pi \cdot R \cdot L$$

где  $R$  - радиус рабочего зазора;  $L$  – длина рабочего зазора

Передаваемый муфтой момент через один рабочий зазор

$$M = F \cdot R = R \left( \frac{\mu}{h} \cdot U \cdot S + \tau_0 \cdot S \right) =$$

$$= 2\pi \cdot R^2 \cdot L \cdot \left( 2\pi \cdot \frac{\mu}{h} \cdot \Delta n \cdot R + \tau_0 \right)$$

При синхронном режиме, когда скольжение отсутствует  
 $\Delta n = 0$

Передаваемый момент

$$M = 2\pi \cdot R^2 \cdot L \cdot \tau_0$$

Для цилиндрической двухзазорной муфты, когда  $R_1 \approx R_2$  можно принять расчетную формулу

$$M = 4\pi \cdot R^2 \cdot L \cdot \left( 2\pi \cdot R \cdot \frac{\mu}{h} \cdot \Delta n + \tau_0 \right)$$

Для уточнения теоретических данных была разработана и изготовлена магнитореологическая муфта, на которой будут проводиться дальнейшие исследования.

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. А.П. Сизов, Ю.И. Малков Разработка и исследование магнитожидкостных муфт // Магнитные жидкости: научные и прикладные исследования. Сборник научных трудов. Минск. – 1983г. С 103-113.
2. Kavlicoglu, B., Gordaninejad, F., Evrensel, C. A., Cobanoglu, N., Xin, M., Heine, C., Fuchs, A., and Korol, G., A High-Torque Magneto-Rheological Fluid Clutch // Proceedings of SPIE Conference on Smart Materials and Structures.- San Diego.- March 2002.
3. Billie F. Spencer, Jr.,Guangqiang Yang, J. David Carlson and Michael K. Sain, “Smart” Dampers for Seismic Protection of Structures: A Full-Scale Study // Presented at the *Second World Conference on Structural Control*, Kyoto, Japan, June 28 – July 1, 1998. Proceedings, in press.
4. Jong Hyeok Park and O Ok Park, Electrorheology and magnetorheology // *Korea-Australia rheology Journal*, Vol. 13, No. 1, March 2001 pp. 13-17
5. Yoshimura, A. and R.K. Prud'homme, *Wall Slip Corrections for Couette and Parallel Disk Viscometers*. *Journal of Rheology*, 1988. 32(1): p. 53-67.

## АНАЛИЗ СПОСОБОВ КЛАССИФИКАЦИИ НЕМАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПО ПЛОТНОСТИ

**Филиппов В.А., Страдомский Ю.И.**

Ивановский государственный энергетический университет  
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34. Факс: (4932) 385785;  
E-mail: office@politech.ivanovo.ru

Филиппов Василий Александрович, магистрант кафедры «Электромеханика» ИГЭУ.  
Страдомский Юрий Иосифович, к.т.н., профессор кафедры «Электромеханика» ИГЭУ.

В настоящее время существует проблема классификации немагнитных веществ по плотностям с различными размерами частиц. Для её решения можно использовать пневмоклассификаторы, центробежные, гидравлические и гравитационные магнитожидкостные. Предполагаем, что частицы сферические и характеризуются плотностью  $\rho$  и диаметром  $d$ .

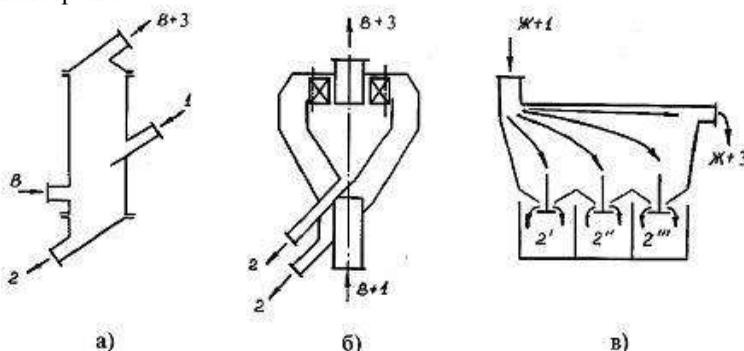


Рис. 1. Основные типы классификаторов: 1 – исходный продукт, 2 – тяжёлый (крупный) продукт, 3 – лёгкий (мелкий) продукт, B – воздух, Ж – жидкость

В пневмоклассификаторах (рис. 1,а) несущей средой является газ. На частицы действует сила тяжести  $F_T = k_T \cdot \rho \cdot d^3$ , пропорциональная плотности и диаметру частицы в кубе, и аэродинамическая сила  $F_{ЛД} = k_{ЛД} \cdot v \cdot d^2$ , пропорциональная скорости потока и диаметру частицы в квадрате. Фактором разделения является разность между этими силами

$$\Phi = F_{ЛД} - F_T = d^2(k_{ЛД} \cdot v - k_T \cdot \rho \cdot d). \quad (1)$$

Центробежные классификаторы (рис. 1,б) относятся к той же группе, что и пневмоклассификаторы, но роль силы тяжести в них играют центробежные силы  $F_{цб} = k_{цб} \cdot \omega^2 \cdot \rho \cdot d^3$ . Для них фактором разделения будет

$$\Phi = F_{Ад} - F_{цб} = d^2(k_{Ад} \cdot v - k_{цб} \cdot \omega^2 \cdot \rho \cdot d). \quad (2)$$

Гидравлические классификаторы (рис. 1,в) построены на тех же принципах, что и пневмоклассификаторы, но в них в качестве несущей среды используется жидкость. Для них фактором разделения будет

$$\Phi = F_T - F_T = d^2(k_T \cdot v - k_T \cdot \rho \cdot d). \quad (3)$$

Для лёгких частиц фактор разделения должен иметь положительный знак ( $\Phi > 0$ ), а для тяжёлых отрицательный ( $\Phi < 0$ ). Поскольку знак  $\Phi$  зависит и от плотности частиц и от их размера то все рассмотренные выше типы классификаторов не позволяют разделять материалы по плотности независимо от размеров частиц.

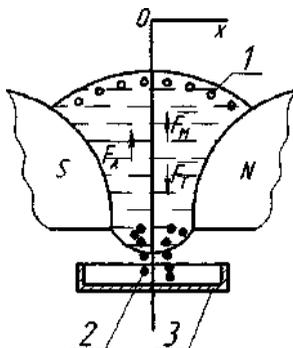


Рис. 2. Схема гравитационного МЖС. 1 - частицы лёгкой фракции; 2 - частицы тяжёлой фракции; 3 - приёмный лоток для тяжёлой фракции

Наиболее перспективным является разделение сред по плотности в магнитной жидкости, когда на частицу в неоднородном магнитном поле действуют три силы: сила тяжести  $F_T$ , выталкивающая Архимедова сила  $F_A = V\rho_{жg}$  и магнитная сила  $F_M = V\mu_0 M|\nabla H|$ ;  $\nabla H$  – градиент напряжённости.  $\nabla H$  направлен по направлению силы тяжести. Здесь  $V$  – объём частицы некоторой фракции,  $\rho_{ж}$  – плотность магнитной жидкости,  $g$  – ускорение свободного падения,  $M$  – намагниченность магнитной жидкости,  $H$  – напряжённость магнитного поля.

Для гравитационного магнито-жидкостного сепаратора фактор разделения, равный разности между выталкивающими силами и силой тяжести, будет

$$\Phi = (F_A + F_M) - F_T = V[(\rho_{жg} + \mu_0 M|\nabla H|) - \rho g]. \quad (4)$$

Знак фактора разделения не зависит от размера частиц. Частицы с плотностью  $\rho$  будут всплывать (тонуть) если  $(\rho - \rho_{ж})g$  меньше (больше) силы  $M \mu_0 |\nabla H|$ . Для любых плотностей в разделяемых фракциях  $\rho$  можно подобрать градиент поля, обеспечивающий всплытие нужной фракции и, тем самым, разделение.

На рис. 2 представлена схема действия сил на немагнитную частицу в гравитационном магнитожидкостном сепараторе, где происходит разделение исходного материала на две фракции, условно принимаемые за лёгкую 1 и выпадающую в осадок тяжёлую 2. Из изложенного выше можно с уверенностью сказать, что при использовании магнитожидкостного способа, разделяющий фактор не зависит от размера частиц. Это позволяет предположить что такой способ предпочтительнее других при разделении веществ по плотностям.

В настоящее время разработаны и с успехом используются различные магнитожидкостные сепараторы. Одна из проблем более широкого распространения таких классификаторов – отсутствие методики их проектирования. Главным этапом проектирования является выбор геометрии рабочей зоны сепаратора, в которой необходимо иметь постоянство выталкивающей магнитной силы. При помощи программы Elcut было рассчитано поле в зазоре магнитожидкостного сепаратора, профиль полюсов которого был рассчитан по существующим рекомендациям [1]. Из графика на рисунке 6 видно, что напряженность практически по всей высоте полюса изменяется достаточно линейно. Это говорит о справедливости существующих рекомендаций.

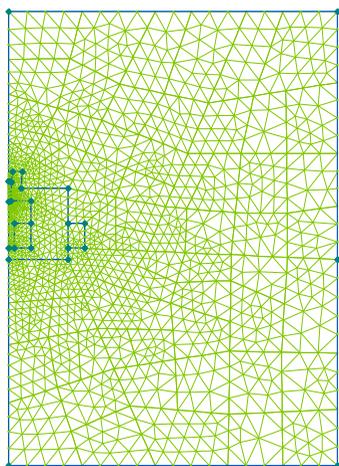


Рис. 3. Расчетная область

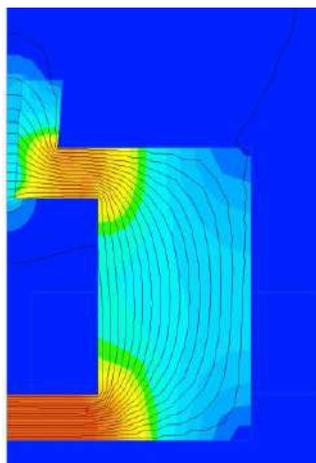


Рис. 4. Картина поля

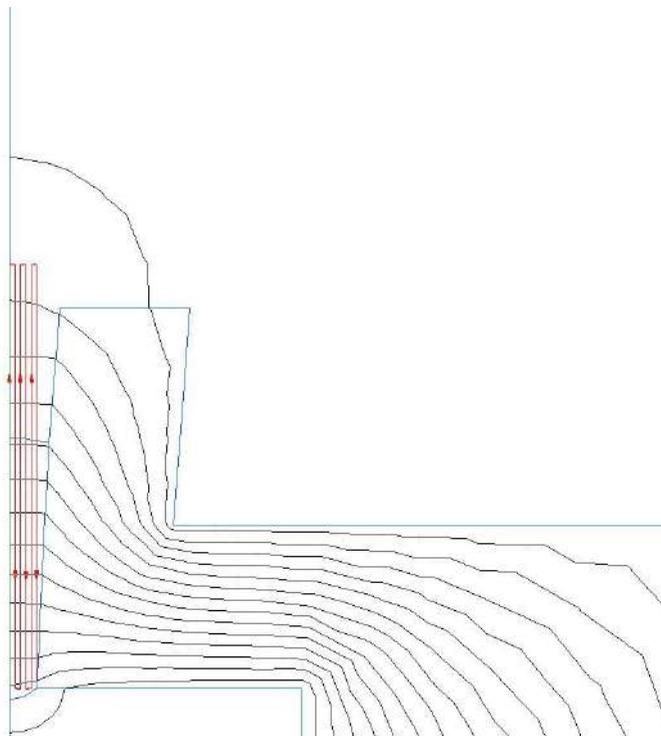


Рис. 5. Контур построения графика напряженности

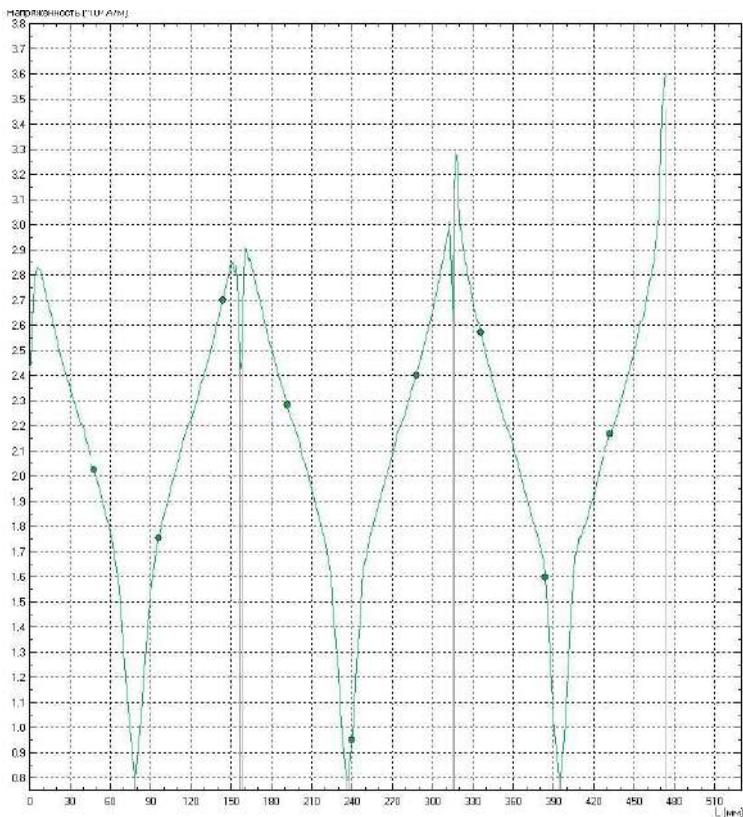


Рис. 6. График напряженности

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Берновский Б. М., Медведев В. Ф., Краков М. С. Магнитные жидкости. М.: Химия, 1989. 240 с.
2. ELCUT Моделирование двумерных полей методом конечных элементов. Версия 5.4. Руководство пользователя / ПК TOP – С. Петербург, ПК TOP, 298 с.

## ВЛИЯНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ НАНОДИСПЕРСНЫХ МАГНИТОУПРАВЛЯЕМЫХ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ НА ПРОВОДИМОСТЬ И ПАРАМЕТРЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ РАБОЧЕГО ЗАЗОРА ГЕРМЕТИЗАТОРА

**Перминов С.М.**

Ивановский государственный энергетический университет  
153003, Иваново, ул. Рабфаковская, 34. Факс: (0932)385701;

E-mail: [office@polytech.ivanovo.ru](mailto:office@polytech.ivanovo.ru)



Перминов Сергей Михайлович окончил ИЭИ в 1977 г. Исследованием магнитных жидкостей начал заниматься в студенческие годы. В ИЭИ работает с 1977 г. инженером НИС, а с 1980 г. в ПНИЛ феррогидродинамики – младшим научным, научным и старшим научным сотрудником. В 1986 году защитил в МЭИ кандидатскую диссертацию по теме “Математическое моделирование и проектирование магнитных систем в магнитоожидкостных герметизаторах”. С октября 1987 г. является заведующим ПНИЛ ПФГД. Имеет 40 авторских свидетельств и патентов РФ на изобретение, 86 научных публикаций.

Как правило, при использовании нанодисперсных магнитоуправляемых магнитных жидкостей (НММЖ) в различных электро-механических устройствах их магнитными свойствами на стадии расчета и проектирования устройств пренебрегают. Отчасти это оправдывается тем, что по своим магнитным свойствам НММЖ относятся к суперпарамагнетикам, при средней индукции в зазоре около 0,5 Тл жидкости находятся в состоянии насыщения, чаще всего жидкость заполняет зазор не полностью. Для проверки данных предположений было исследовано магнитное поле рабочего зазора герметизатора методом математического моделирования. Моделирование проводилось методом конечных элементов. В качестве расчетной области был выделен элемент рабочего зазора в одно зубцовое деление, захватывающее магнитопроводящие части вала и полюсной приставки (рис. 1). Принималось, что весь зазор между валом и полюсной приставкой заполнен НММЖ. Как правило, в герметизаторах используются НММЖ с намагниченность насыщения от 20 до 50 кА/м, но в ряде случаев, их заменяют на магнитореологические с

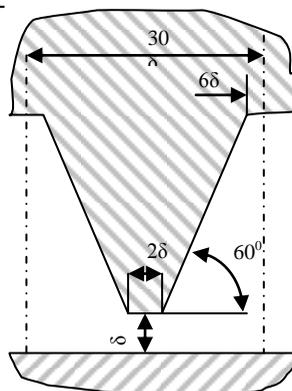


Рис. 1. Расчетная область

намагниченностью насыщения 200 кА/м. Поэтому для исследования выбрали НММЖ с намагниченность насыщения в диапазоне от 20 до 200 кА/м. Средняя индукция в зазоре герметизатора может также существенно колебаться, поэтому, ее диапазон был взят наиболее широко от 0,1 до 1 Тл.

На рис. 2 приведены результаты расчета, показывающие влияние намагниченности МЖ на коэффициент проводимости зазора при различных средних индукциях.

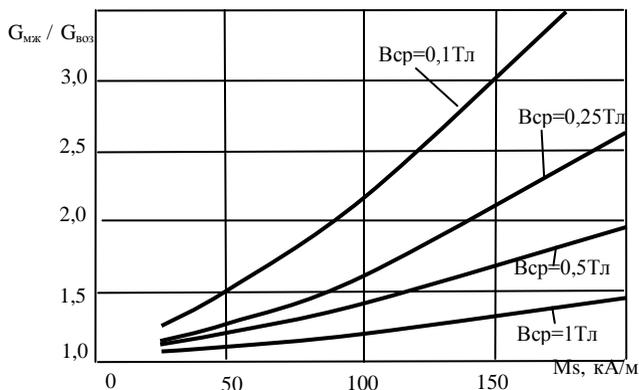


Рис. 2. Влияние намагниченности МЖ на коэффициент проводимости зазора под зубцом

В докладе приводятся также исследования взаимосвязи магнитных свойств НММЖ и параметров магнитного поля в зазоре, стали вала и зубца.

## РАЗРАБОТКА НОВЫХ СПОСОБОВ ЗАПРАВКИ МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ ГЕРМЕТИЗАТОРОВ

**Перминов С.М.**

Ивановский государственный энергетический университет  
153003, Иваново, ул. Рабфаковская, 34. Факс: (0932)385701;

E-mail: [office@polytech.ivanovo.ru](mailto:office@polytech.ivanovo.ru)



Перминов Сергей Михайлович окончил ИЭИ в 1977 г. Исследованием магнитных жидкостей начал заниматься в студенческие годы. В ИЭИ работает с 1977 г. инженером НИС, а с 1980 г. в ПНИЛ феррогидродинамики – младшим научным, научным и старшим научным сотрудником. В 1986 году защитил в МЭИ кандидатскую диссертацию по теме “Математическое моделирование и проектирование магнитных систем в магнитожидкостных герметизаторах”. С октября 1987 г. является заведующим ПНИЛ ПФГД. Имеет 40 авторских свидетельств и патентов РФ на изобретение, 86 научных публикаций.

Качество заправки магнитожидкостного герметизатора (МЖГ) магнитной жидкостью (МЖ) влияет на его основные характеристики – максимально удерживаемый перепад давлений и момент трения. В рабочем зазоре МЖГ должен находиться оптимальный объем МЖ, равномерно распределенный между зубцами герметизатора. Заниженный объем МЖ в зазоре приводит к снижению удерживаемого перепада давлений и ресурса, завышенный – к повышенному моменту трения.

Заправка уплотнения с однозубцовой полюсной приставкой наиболее проста и осуществляется с помощью шприца с иглой. Конец иглы подносится к зазору между зубцом и валом с торцевой стороны герметизатора и из шприца выдавливается требуемый объем магнитной жидкости. МЖ захватывается магнитным полем зубца, втягивается в область максимальной напряженности, равномерно распределяясь по окружности зазора. При использовании многозубцовых полюсных приставок ввести требуемый объем жидкости под каждый зубец с помощью шприца и иглы невозможно. Вводить МЖ можно только под крайний зуб, при этом жидкость не проникает в зазор далее второго с краю зубца. Это объясняется следующим. Под многозубцовой полюсной приставкой существует волнообразное распределение магнитного поля, чередование максимумов и минимумов напряженности (рис. 1). Линии АВ и CD можно условно назвать линиями симметрии магнитного поля. Они разграничивают магнитные поля соседних зубцов. На этих линиях напряженность поля имеет минимальные значения. При смещении от этих линий хоть вправо, хоть влево

напряженность магнитного поля возрастает. Поместим каплю МЖ в зазор между первым и вторым зубцом. Если капля окажется справа от линии симметрии АВ, то силы магнитного поля будут втягивать ее в зазор под второй зубец, если капля окажется слева от линии симметрии АВ, то силы магнитного поля будут втягивать ее в зазор под первый зубец. При введении жидкости с торца герметизатора под крайним зубцом образуется магнитожидкостное кольцо, герметично перекрывающее зазор между полюсом и валом. По мере поступления жидкости кольцо увеличивается, и его поверхность в определенный момент достигает линии симметрии магнитного поля АВ. С этого момента, вся жидкость, пересекающая эту линию, увлекается магнитным полем под острие второго зубца. Здесь начинает формироваться вторая герметичная магнитожидкостная пробка. С возникновением магнитожидкостной пробки под вторым зубцом полость, расположенная между первым и вторым зубцом, изолируется от окружающей среды. По мере увеличения магнитожидкостной пробки под вторым зубцом, объем межзубцового пространства с изолированным в ней газом уменьшается, соответственно возрастает давление газа в полости. Повышенное давление газа в межзубцовом пространстве приводит к смещению границ магнитожидкостных пробок под первым и вторым зубцами в противоположные стороны и это служит препятствием для перемещения жидкости от первого ко второму зубцу. Магнитная жидкость, вводимая под первый зуб, начинает скапливаться с торца герметизатора. Таким образом, ввод МЖ под крайний зуб многозубцового полюса, заканчивается тем, что жидкость в зазор дальше второго зубца полюсной приставки не проникает.

В ходе работы над этой проблемой были разработаны и запатентованы новые способы заправки МЖГ.

Обеспечить проникновение МЖ по всей длине зазора можно, исключив образование повышенного давления газа в межзубцовых по-

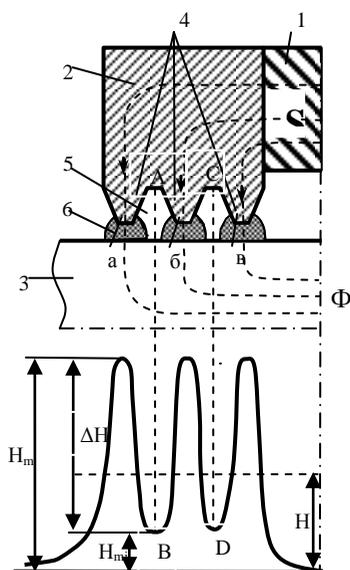


Рис. 1. Распределение напряженности в зазоре

лостях полюсной приставки. Для этого межзубцовые полости во время заправки соединяются каналами с атмосферой. При вводе жидкости под крайний зубец объем магнитожидкостной пробки увеличивается и наступает момент, когда поверхность пробки достигает линии симметрии магнитного поля, разделяющей магнитные поля двух соседних зубцов. Жидкость, которая переходит эту линию, захватывается магнитным полем второго зубца и переносится в область максимальной напряженности под вторым зубцом. Магнитожидкостная пробка под вторым зубцом увеличивается до тех пор, пока правая граница пробки не достигнет линии минимальной напряженности между вторым и третьим зубцом. После этого начинается процесс формирования пробки под третьим зубцом и т.д. Таким способом вводится в зазор весь объем магнитной жидкости, необходимый для заправки уплотнения, после чего каналы герметизируются [1].

Во втором способе, каждый зубец полюсной приставки снабжен каналом для заправки [2]. Выходы каналов расположены у основания зубцов и смещены от линии симметрии магнитного поля в сторону направляемых зубцов. Каждый канал при этом имеет технологическую заглушку. Благодаря тому, что выход каждого канала расположен у основания зубца и смещен от линии симметрии магнитного поля в сторону данного зубца, вся подаваемая через заправочное отверстие магнитная жидкость захватывается магнитным полем одного направляемого зубца. Предлагаемый способ позволяет под каждый зубец полюсной приставки ввести требуемый объем магнитной жидкости, что гарантирует качество заправки и последующей дозаправки.

В представленной докладе рассматривается также ряд других новых способов заправки [3–9].

#### БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Патент РФ №2296898, МПК F 16 J 15/43, 2007.
2. Патент РФ №2286498, МПК F 16 J 15/43, 2007.
3. Патент РФ №2286497, МПК F 16 J 15/43, 2006
4. Патент РФ №2291339, МПК F 16 J 15/43, 2007.
5. Патент РФ №2296899, МПК F 16 J 15/43, 2007.
6. Патент РФ №2296901, МПК F 16 J 15/43, 2007.
7. Патент РФ №2296902, МПК F 16 J 15/43, 2007.
8. Патент РФ №2306467, МПК F 16 J 15/43, 2007.
9. Патент РФ №2306469, МПК F 16 J 15/43, 2007.

# **АВТОРСКИЙ ИНДЕКС**

<b>А</b>		Данилов М.И.,	263
Авдеева О.А.	214	Демидов В.В.	310
Агабеков, В.Е.	40	Диканский Ю. И.	69, 75, 221
Александрова Г.П.	280	Дубина А.И.	286
Анесоглян О.М.	352	Дугинов В.Н.	63
Арефьев И.М.	256		
Ацаркин В.А.	310	<b>Е</b>	
<b>Б</b>		Евтушенко М.Б.	359
Байбуртский Ф.С.	27	Елагин И.А.	227
Байтукалов Т.А.	304	Елфимова Е.А.	152
Балашою М.	63	Ерехинская А.Г.	50, 55
Балдохин Ю.В.	27	Ерехинская А.Г.	
Балмасова О.В.	250	Ерехинская А.Е.	57
Баранцева Е. А.	400	Ерин К.В.	69
Баркая В.С.	343	Ерошевский В.В.	352
Барсов С.Г.	63	Ершов А.Г.	366
Баусов А.М.	375	<b>Ж</b>	
Башговой В.Г.	174	Жавнерко Г.К.	40
Бика Д.	63	Жолудь А.М.	347
Богословская О.А.	304	Жуков А.В.	180
Бондаренко Е.А.	186	Жуков В.А.	63
Брусенцов Н.А.	286, 323	<b>З</b>	
Брусенцова Т.Н.	286, 323	Закинян А. Р.	221
Бурлакова Е.Б.	295	Захарова И.Н.	57
<b>В</b>		Захлевных А.Н.	146
Васильев С.В.	57	Зенько Н.В.	383
Векас Л.	63	Зубенко Е.В.	192
Виноградов А.Н.	419	Зубко В.И.	107
Виноградова А.С.	405	Зубко Д.В.	107
Вольтер Е.Р.	286, 337, 343	<b>И</b>	
Воробьев С.И.	63	Иванов А.В.	286
Воробьева С.А.	107	Иванов А.О.	152
<b>Г</b>		Иванов А.С.	163
Гак Е.З.	236	<b>К</b>	
Гетманский А.А.	186	Кажан В.А.	317
Гладких Д.В.	75	Казаков Ю.Б.	366, 394
Глущенко Н.Н.	304	Казакуца А.В.,	419
Глущенко П.В.	227	Калаева С.З.	50, 55, 57,
Голубятников А. Н.	411	Канторович С.С.	158
Горбенко О.Ю.	310	Карпова Г. В.	87, 100
Грабовский Ю.П.	359	Кауль А.Р.	310
Григорьев А.Г.	352	Кашевский Б.Э.	40, 112, 346
Грищай К.И.	63	Кашевский С. Б.	40, 112, 118
Гришанина О.А.	214	Кекало Е.А.	40
Грищенко Л.А.	280	Киселёв М.Р.	27
Гурский А. Н.	428	Кисс В.И.	304
<b>Д</b>		Климович С.В.	174
Данилов В.А.	158	Кожевников В.М.	263

Козыйкин В.В.	352
Комаров Е.Н.	63
Коновалова Н.И.,	81
Коптев В.П.	63
Коровин В.М.	317
Королев В. В.	250, 256
Котов С.А.	63
Коченов В.И.	352
Кривандин А.В.	295
Крутикова Е.В.	152
Крылов Н. И.	370
Ксеневиц Т.И.	286
Кубрава Т.Г.	337
Кульчицкий В.А.	347
Куникин С. А.	75
Куприянов Д.А.	286
Кутуев А. Н.	87

## Л

Лахтина Е. В.	141
Лебедев А. В.	124
Лесникович А.И.	107
Лещёв В.В.	352
Лисин А.В.	359
Лубман Г.У.	27
Лузев В.Ф.	55

## М

Макаров В.М.	50, 55, 57
Мамедов Т.Н.	63
Маркелова М.Н.	310
Мартьянов С.И.	81
Матусевич Н.П.	141
Медведева С.А.	280
Мельников О.В.	310
Мизонов В.Е.	400
Морозов Н.А.	276

## Н

Налетова В.А.	269, 405
Нечаева О.А.	221
Никитин М.П.	286
Никитин П.И.	286
Николаев И.И.	352

## О

Одинцов Б.М.	310
Ольховская И.П.	304

## П

Павлов В.А.	236
Пауков В.М.	100

Перминов С.М.	439, 441
Петелин А.Г.	27
Петреску К.	63
Пирогов Ю.А.	286
Пирожков Б. И.	136
Погирицкая С.Г.	383
Полунин В. М.	87, 94, 100
Полянский В. А.	203, 286, 323
Прокопьева Т.А.	158
Прохоров И.В.	40, 112
Пугач О.А.	236
Пшеничников А.Ф.	130, 163, 168

## Р

Радионов А. В.	75, 419
Разумков А. В.	45
Рамазанова А.Г.	250
Рекс А.Г.	174, 269, 405
Родионова А.А.	100
Рой Э.	310
Романчик В.С.	107
Русаков В.С.	57
Ряполов А.Н.	94
Ряполов П. А.	94, 100

## С

Савчук Е.Л.	269
Сайкин М.С.	375
Сарапулов С.Ф.	244
Сарапулов Ф.Н.	244
Семенов И.В.	375
Семенова О.Р.	146
Сергеев Е.В.	380
Сидоров О.Ю.	244
Сизов А.П.	380
Симоновский А.Я.	192, 197, 209, 214,
Сицко Г.Н.	107
Снегирев Д.Г.	380
Степанов Г.В.	21
СТИШКОВ Ю.К.	227, 236
Страдомский Ю. И	434

## Т

Тайнова А.А.	269
Терпинская Т.И.	347
Тихонов А.И.	394
Травкина Т.В.	197
Тятюшкин А. Н.	203

## У

Учеваткин А.А.	286
----------------	-----

**Ф**  
Фаткуллина Л.Д. 295  
Федоренко А.А. 130  
Филиппов В. А., 434

**Х**  
Ходус Н.И. 388  
Хотынюк С. С. 87

**Ц**  
Цвирко М.И. 269  
Цыбусов С.Н. 352  
Цыганова Т.В. 27

**Ч**  
Чеканов В.В. 186, 388  
Черкасова О.Г. 352  
Чернобай В.А. 383  
Чирков В.А. 227

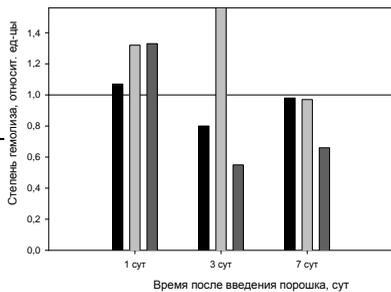
Чуенкова И.Ю. 263

**Ш**  
Шабалкина Е.Ю 352  
Шацкий В.П. 221  
Шевяков А.Н. 375  
Шипилин А.М. 50, 57  
Шипилин М.А. 50, 55, 57  
Шурыгин А. М. 370  
Шурыгин М. Н., 370

**Щ**  
Щербаков Г.В. 63

**Я**  
Ярцева Е.П. 209  
Ястребов С.С. 263

## СТЕПЕНЬ ГЕМОЛИЗА ЭРИТРОЦИТОВ



### **13-я Международная Плесская конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям**

#### **Сборник научных трудов**

Лицензия ИД № 05285 от 04.07.2001 г.  
Подписано в печать 5.08.08. Формат 60x84 <sup>1</sup>/<sub>16</sub>.  
Печать плоская. Усл. печ. л. 25,1. Тираж 120 экз. Заказ  
Ивановский государственный энергетический университет  
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34