



12-я МЕЖДУНАРОДНАЯ ПЛЕССКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ПО МАГНИТНЫМ ЖИДКОСТЯМ

**Август – сентябрь, 2006
Плес, Россия**

**Сборник
научных трудов**

Организована:
Министерством образования и науки РФ
Ивановским государственным энергетическим университетом
Академией технологических наук РФ
Верхне-Волжским отделением АТН РФ
Российской академией космонавтики им. К.Э. Циолковского
Институтом механики Московского государственного университета
ФГУП «СКТБ Полус»

12-я Международная Плесская конференция по магнитным жидкостям организована Министерством образования и науки РФ, Академией технологических наук РФ, Верхне-Волжским отделением АТН РФ, Российской академией космонавтики им. К.Э. Циолковского, Институтом механики Московского государственного университета, Ивановским государственным энергетическим университетом, проблемной научно-исследовательской лабораторией прикладной феррогидродинамики и ФГУП «СКТБ Полус».

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 5-89482-406-0

© ГОУ ВПО «Ивановский государственный энергетический университет им. В.И. Ленина», 2006

СОДЕРЖАНИЕ

РАЗДЕЛ 1. ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ СИНТЕЗА НОВЫХ МАГНИТНЫХ ДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМ	9
Грабовский Ю.П., Лисин А.В. Некоторые особенности стабилизации магнитных жидкостей на водной основе	10
Байбуртский Ф.С., Крылова А.В., Епихин А.Н., Киселёв М.Р., Степанов Г.В. Получение магнитных порошков и железоксидных пигментов из твердых промышленных отходов	15
Елфимова Е.А. Образование фракталоподобных агрегатов в ферроколлоидах: гомогенный механизм агрегирования	21
Лахтина Е.В., Пшеничников А.Ф. Влияние примесей на характеристики промышленных ферроколлоидов	27
Захарова И.Н., Калаева С.З., Макаров В.М., Шипилин А.М., Ерехинская А.Г. Магнитные жидкости из железосодержащих отходов	32
Пьянзина Е.С., Канторович С.С. Цепочечные агрегаты в бидисперсных феррожидкостях	36
Степанов Г.В. Магнитоэластичный композит – все свойства	41
Федоров О.Л., Скроботова Т.В. Пористые магнитные сорбенты – новые материалы для высокоградиентной сепарации	47
Горшенёв В.Н., Сорокина О.Н., Коварский А.Л. Динамика процессов формирования материалов с магнитными свойствами из жидкой фазы	54
Новак Е.В. Влияние взаимодействия Ван-дер-Ваальса на фазовое расслоение ферроколлоидов	58
Лапочкин А.И., Сабуров И.Е. Разработка магнитожидкостных смазок	64
РАЗДЕЛ 2. ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И КОЛЛОИДНАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ, ПРОЦЕССЫ АГРЕГАЦИИ	67
Полунин В.М., Коварда В.В., Карпова Г.В., Михайлова Ю.Ю., Рослякова Л.И., Чистяков М.В. Акустическое исследование структуры реальных магнитных жидкостей	68
Диканский Ю.И., Закинян А.Р., Нечаева О.А., Константинова Н.Ю., Куникин С.А. Эффекты структурных превращений в магниточувствительной эмульсии	76

Разумков А.В., Пшеничников А.Ф. Начальная восприимчивость высококонцентрированных ферроколлоидов: численное моделирование	82
Чеканов В.В., Киселева Т.В., Дискаева Е.Н. Математическое моделирование изменения интерференции света на границе магнитной жидкости с электродом в электрическом поле	85
Чеканов В.В., Бондаренко Е.А., Дискаева Е.Н. Электрофизические и оптические свойства приэлектродного слоя магнитной жидкости	91
Брусенцова Т.Н., Кузнецов В.Д. Синтез и исследование магнитных свойств наночастиц замещенных ферритов системы $Mn_{1-x}Zn_x [Fe_{2-y}L_y]O_4$	97
Сизов А.П., Сергеев Е.В., Снегирев Д.Г., Топорова Е.А. Исследование электрических свойств магнитоуправляемых наножидкостей	104
Зубко Д.В., Лесникович А.И., Зубко В.И., Воробьева С.А., Сицко Г.Н. Влияние состава и температуры магнитных жидкостей на электрические свойства	106
Райхер Ю.Л., Столбов О.В. Численное моделирование деформационного эффекта в везикулах из магнитоанизотропного материала	112
Семёнова О.Р., Захлевных А.Н. Влияние поверхностного сцепления на ориентацию бистабильного ферронематика	118
Демин М.С., Кожевников В.М., Ларионов Ю.А. Электрокинетические параметры магнитной жидкости в нестационарных режимах при воздействии электрического и магнитного полей	124
Кожевников В.М., Чуенкова И.Ю., Данилов М.И., Ястребов С.С. Образование структур в слое магнитной жидкости при воздействии постоянного и переменного электрического поля низкой частоты	130
Данилов В.А. Компьютерное моделирование магнитных свойств сильно концентрированных магнитных жидкостей	136
Жуков А.В. Реология высококонцентрированных суспензий ферромагнитных частиц при малых колебаниях во внешнем магнитном поле	141
Николаев В.И., Род И.А. Основные особенности магнитной фазовой диаграммы системы наночастиц	147

Менделев В.С. Магнитные свойства феррожидкостей: влияние печечных агрегатов	153
РАЗДЕЛ 3. МАГНИТНАЯ ГИДРОДИНАМИКА, ТЕПЛО- И МАССООБМЕН, КОНВЕКЦИЯ И ВОЛНЫ	158
Королев В.В., Блинов А.В., Арефьева Т.А., Новикова С.И. Термическая устойчивость магнитных жидкостей на основе синтетических масел	159
Арефьев И.М., Королев В.В., Рамазанова А.Г., Блинов А.В. Магнетокалорический эффект водных и этанольных суспензий магнетита	164
Рамазанова А.Г., Королев В.В., Арефьев И.М., Блинов А.В. Термодинамика магнитных жидкостей	170
Королев В.В., Арефьев И.М., Рамазанова А.Г., Блинов А.В. Магнетокалорический эффект магнетитовых магнитных жидкостей	175
Симоновский А.Я., Кобозев М.А. Процессы тепло- и массопереноса при кипении магнитной жидкости	179
Симоновский А.Я., Ярцева Е.П. Явление отрыва капли магнитной жидкости от плоской горизонтальной поверхности в магнитном поле	184
Полянский В.А., Тягюшкин А.Н. Нагрев двухфазной неравновесно намагничивающейся среды в переменном магнитном поле	190
Шагрова Г.В., Дроздова В.И. Динамика микрокапельных агрегатов в магнитном поле	196
Баштовой В.Г., Полевиков В.К., Альгадал А.М. Диффузия частиц в магнитной жидкости и ее влияние на статику магнитожидкостного уплотнения	202
Захлевных А.Н., Макаров Д.В. Индуцированные магнитным полем ориентационные переходы в ферронематике в сдвиговом потоке	208
Кажан В.А., Коровин В.М. Капиллярный распад цилиндрического слоя магнитной жидкости в винтовом магнитном поле	214
Налегова В.А., Кирюшин В.В., Турков В.А. Подъем магнитной жидкости из цилиндрического сосуда по проводнику с током	220
Налегова В.А., Бачурин В.Е., Циммерманн К., Зейдис И., Турков В.А. Слой магнитной жидкости в бегущем магнитном поле	226
Кашевский С.Б., Прохоров И.В. Структурная самоорганизация в тонком слое ферросуспензии при воздействии эллиптически поляризованного вращающегося поля	234

Копылова О.С., Диканский Ю.И., Закинян Р.Г., Шацкий В.П. Исследование особенностей движения капли магнитной жидкости в магнитном и электрическом полях	240
Войтко Е.А., Шаталов А.Ф. Влияние геометрии системы электродов на электроконвективный теплообмен плоской поверхности	245
Краков М.С., Никифоров И.В. Структуры трехмерной термомангнитной конвекции в пористой среде	250
Кошоридзе С.И., Левин Ю.К., Полотнюк О.Я., Шафранова Е.И., Яновский Ю.Г. Влияние магнитного поля на кристаллизацию солей в водном потоке	256
Журавский Н.А., Коробко Е.В., Новикова З.А. Впитывание магнитореологических суспензий в капилляры в магнитном поле	262
Рогова М.В. Использование магнитной жидкости в гидроэлектрическом преобразователе плотности	268
РАЗДЕЛ 4. ПРИМЕНЕНИЕ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ В МЕДИЦИНЕ, БИОЛОГИИ И ЭКОЛОГИИ	271
Брусенцов Н.А., Брусенцова Т.Н. Физико-химические принципы термохимиотерапии злокачественных опухолей	272
Брусенцов Н.А., Брусенцова Т.Н., Филинова Е.Ю., Шумаков Л.И., Вольгер Е.Р. Магнитогидродинамическая термохимиотерапия лимфоцитарной лейкемии	286
Левитин Е.Я., Оноприенко Т.А., Ведерникова И.А., Коваль А.А., Цихановская И.В. Проект технических условий на магнетит мелкодисперсный синтетический для медицинского использования	296
Богословская О.А., Глушенко Н.Н., Ольховская И.П., Овсянникова М.Н., Астротина А.Б., Биркина А.И., Фолманис Г.Э. Исследование действия наночастиц железа на рост микробных клеток	300
Шабалкина Е.Ю., Черкасова О.Г., Харитонов Ю.Я., Арзамасцев А.П., Коченов В.И., Цыбусов С.Н. Контроль качества магнитных лекарственных средств	305
Шабалкина Е.Ю., Черкасова О.Г., Матюшина Г.П., Харитонов Ю.Я., Краснюк И.И., Коченов В.И., Цыбусов С.Н., Добринский Э.К., Глебов В.И. Оценка пригодности железоуглеродного порошка как компонента магнитной мазевой композиции для криохирургии и криотерапии небных миндалин	307

Кашевский Б.Э., Прохоров И.В., Кашевский С.Б., Истомин Ю.П., Александрова Е.Н. Магнитофорез и магнитная восприимчивость опухолевых клеток HeLa	311
Кашевский Б.Э., Истомин Ю.П., Прохоров И.В., Кашевский С.Б. Основы низкочастотной ферромагнитной гипертермии злокачественных опухолей	317
Красильников А.Г. Методология логической фильтрации электрокардиографических сигналов	323
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	327
Морозов Н.А., Страдомский Ю.И., Макаров В.М., Калаева С.З. Оценка эффективности сбора нефтепродуктов с поверхности воды путем их омагничивания	332
Фаткуллина Л.Д., Иваненко Г.Ф., Гончаров Л.А., Алымов М.И., Буракова Е.Б. Исследование действия высокодисперсного порошка железа и металлоуглеродных частиц кобальта на структурное состояние мембран эритроцитов мышей	340
Сухов Б.Г., Александрова Г.П., Грищенко Л.А., Медведева С.А., Клименков И.В., Лихошвай Е.В., Тирский В.В., Семенов А.Л., Маргынович Е.Ф., Трофимов Б.А. Новый водорастворимый нанобиоккомпозит	346
Таранов М.А., Казакова А.С., Федорищенко М.Г., Гайдаш М.В., Дрозда Е.А. Предпосевная обработка семян электромагнитным полем как метод изучения биологического влияния магнитных жидкостей	350
РАЗДЕЛ 5. ПРИМЕНЕНИЕ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ В ТЕХНИКЕ	354
Казаков Ю.Б. Конечно-элементный анализ магнитогидродинамического состояния магнитожидкостных герметизаторов	355
Байбуртский Ф.С., Коренев А.Д., Виленский А.И. Стабилизация дисперсных металлов неионогенными поверхностно-активными веществами в органических средах	361
Райхер Ю. Л., Столбов О. В. Деформация круговой мембраны из ферроэласти под действием однородного магнитного поля	367
Степанов Г.В., Райхер Ю.Л., Столбов О.В., Русаков В.В., Мелёнев П.В. Эффект магнитострикции в магнитном полимерном композите	373

Падалка В.В., Ходус Н.И. Электроконвекция в приэлектродном слое плоского конденсатора, заполненного магнитной жидкостью	377
Лебедев В.Д., Сайкин М.С. Моделирование магнитного поля магнитожидкостных герметизаторов в интегрированной среде «FEMLAB»	383
Сайкин М.С. Разработка конструкций магнитожидкостных герметизаторов с повышенным ресурсом работы	388
Баштовой В.Г., Рекс А.Г., Ковалев М.В. Влияние магнитных полей на поведение пузырьковых магнитожидкостных сред	393
Лазарев А.Г., Лазарев А.А., Гнутов С.К. Повышение эффективности пазовых клиньев из магнитодиэлектрических материалов	399
Грицюк С.Н. Измерение расхода диэлектрических сред с помощью магнитожидкостных преобразователей	401
Сарапулов Ф.Н., Сарапулов С.Ф., Сидоров О.Ю., Сокунов Б.А. К формированию электромагнитного воздействия на жидкую фазу кристаллизующегося слитка	407
Лузгин В.И., Сарапулов Ф.Н., Фризен В.Э., Петров А.Ю. Исследование МГД-процессов в загрузке индукционной тигельной печи	413
Николаев В.И., Шипилин А.М., Захарова И.Н., Калаева С.З., Макаров В.М., Школьников Е.Н. Магнитометрия как метод сравнительной диагностики промышленных магнитных жидкостей	419
Черкасова О.Г., Шабалкина Е.Ю., Грибанова С.В., Харитонов Ю.Я., Джабаров Д.Н., Крутогин Д.Г., Коченов В.И., Цыбусов С.Н. Физико-химическое исследование мелкодисперсных железосодержащих порошков – компонентов мазевых композиций для магнитотерапии и магнитохирургии небных миндалин	424
Коченов В.И., Николаев И.И., Цыбусов С.Н., Черкасова О.Г., Шабалкина Е.Ю. Использование ММЛФ на этапе криогенной подготовки ложа лоскута при магнитомирингопластике	427
Коченов В.И., Цыбусов С.Н., Черкасова О.Г., Шабалкина Е.Ю. Магнитные лекарственные средства в криохирургии опухолей	431
Божко А.А., Братухин Ю.К., Путин Г.Ф. Об особенностях конвекции ферроколлоида в шаровой плоскости во внешнем однородном магнитном поле	434

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

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ СТАБИЛИЗАЦИИ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ НА ВОДНОЙ ОСНОВЕ

Грабовский Ю.П., Лисин А.В.

Открытое акционерное общество

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

350650, г. Краснодар, ул. Красная, 118. Факс: (861) 275-09-71,

E-mail : breshenko @ kragas.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 123 научных работ, в том числе 68 авторских свидетельств и патентов РФ, 4 статьи в иностранных журналах. В настоящее время – главный специалист группы экспертов НИПИГазпереработка, д. т. н., с. н. с.



Лисин Антон Валентинович окончил химико-технологический факультет Кубанского Государственного Технологического университета в 2006 году и поступил в аспирантуру

В настоящее время не вызывает сомнений наличие двух стабилизирующих слоев на частицах магнетита при синтезе магнитных жидкостей (МЖ) на водной основе и не оспаривается схема стабилизации таких частиц, приведенная в работе [1] и представленная на рис. 1.

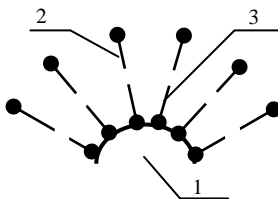


Рис. 1. Схема стабилизации магнитных частиц в водной среде:
1 – частица магнетита; 2,3 – первый и второй стабилизирующие слои

Для образования первого адсорбционного слоя, химически связанного с поверхностью частицы, можно использовать жирную кислоту или соль, а для образования второго – соли жирных кислот. Многие исследователи для синтеза МЖ на воде использовали олеат натрия для стабилизации частиц магнетита [1-3]. В этом случае толщина защитной оболочки вдвое превышает толщину защитной оболочки частиц магнетита, стабилизированных в углеводородных средах. Поэтому какое-то время удавалось получить высококонцентрированные магнитные жидкости на воде, такие же, как на керосине. Это подтверждает и низкая намагниченность насыщения МЖ на водной основе, предлагаемых различными зарубежными фирмами [4].

В дальнейшем было предложено использовать для стабилизации частиц магнетита в водной среде жирные кислоты с числом углеродных атомов C_{10} - C_{15} , преимущественно C_{12} и C_{13} [5]. Это значительно расширило ассортимент стабилизаторов, используемых при синтезе МЖ на водной основе.

В настоящей работе рассмотрена возможность варьирования как молекулярной массой, так и структурой (разветвленностью) стабилизатора при синтезе МЖ на водной основе.

Непосредственное использование жирных кислот C_{10} - C_{16} или более узких фракций, например, C_{10} - C_{13} или C_{14} - C_{16} не всегда приводит к получению качественных образцов МЖ на водной основе. Это связано с тем, что в этих фракциях присутствуют кислоты как нормального, так и изостроения. Влияние тех и других на процесс стабилизации магнетита в водных средах практически не изучалось.

Кроме того, интерес представляет вопрос о возможности значительного снижения массы стабилизатора, входящего в первый стабилизирующий слой. Использование таких кислот позволило бы в более широких пределах варьировать толщину защитного слоя.

Известно, что синтетические жирные кислоты производят в промышленных условиях путем окисления парафинов [6]. Основным целе-

вым продуктом при окислении парафинов являются одноосновные жирные кислоты нормального строения, содержащие до 20 атомов углерода в молекуле. Вместе с тем синтетические жирные кислоты кроме кислот нормального строения могут содержать до 20% кислот, имеющих разветвленные цепи. Именно поэтому фракция синтетических жирных кислот C_{10} - C_{16} при комнатной температуре является жидким продуктом, хотя все индивидуальные кислоты нормального строения с таким же числом углеродных атомов являются твердыми веществами.

В процессе работы был выбран и использован для разделения жирных кислот метод кристаллизации с мочевиной. Этот метод является наиболее эффективным методом фракционирования жирных кислот [7].

Еще Бергер [8] в 1949 году установил, что мочевина дает кристаллические молекулярные соединения с прямоцепочными веществами, например, углеводородами, спиртами, кислотами и не образует таких соединений с циклическими или разветвленными молекулами аналогичных веществ. Для образования стойких соединений прямая цепь в молекуле должна включать не менее 6 атомов. Полученные кристаллы являются истинными соединениями, содержащими оба компонента. Эти кристаллы имеют индивидуальные температуры разложения, зависящие от длины цепи кислоты.

Молекулярные соединения мочевины кристаллизуются в форме шестигранных призм. Гексагональная призма построена из мочевины, шесть молекул которой закреплены по спирали на гранях призмы и образуют элементарную ячейку длиной 1,1 нм и диаметром 0,82 нм. В гексагональной решетке образуется канал сечением 0,5 x 0,6 нм, где и располагаются алифатические молекулы. Разветвленные молекулы в канал не укладываются, а поэтому и не дают соединений с мочевиной.

Использование метода кристаллизации с мочевиной для разделения синтетических жирных кислот найти в литературе не удалось. Чтобы избежать большого объема исследований, необходимых для овладения методом разделения синтетических жирных кислот методом кристаллизации с мочевиной, в работе не проводился поиск оптимальных условий проведения процесса, уточнения компонентов и температурных режимов, а использован опыт, накопленный в работе [9].

Процесс разделения заключается в тщательном смешении раствора жирных кислот в этаноле с насыщенным водным раствором мочевины при комнатной температуре с последующим отфильтровыванием осадка комплексного соединения мочевины. Комплексные соединения, содержащие в основном прямоцепочные жирные кислоты, разлагали водой при 60-80 °С. Весовое отношение жирных кислот в мочеvine составляло во всех опытах 3,2:1. Расход спирта составлял 20 мл на каждый

мл разделяемой смеси жирных кислот. Для получения фракций, обогащенных кислотами нормального строения (прямоцепочными кислотами) или кислотами изостроения обработку исходного сырья мочевиной проводили дважды.

Во всех опытах по разделению жирных кислот были использованы фракции $C_{10}-C_{13}$, $C_{14}-C_{16}$ и $C_{10}-C_{16}$ Волгодонского химкомбината, этанол и мочевины марки «хч».

Полученные результаты показали, что фракция жирных кислот, обогащенная прямоцепочными молекулами кислот $C_{10}-C_{13}$ и $C_{10}-C_{16}$ может быть с успехом использована для стабилизации частиц магнетита в водной среде, а фракция, обогащенная разветвленными молекулами, непригодна для этой цели.

Таким образом, предложен способ регулирования толщины защитной оболочки вокруг частиц магнетита при синтезе МЖ на водной основе. Метод позволяет в заметных пределах регулировать реологические характеристики образцов МЖ, а также повысить намагниченность образцов при заданной вязкости.

На рис. 2 приведены данные по вязкости МЖ на воде, синтезированных с использованием различных жирных кислот, и на керосине с использованием олеиновой кислоты в качестве стабилизатора.

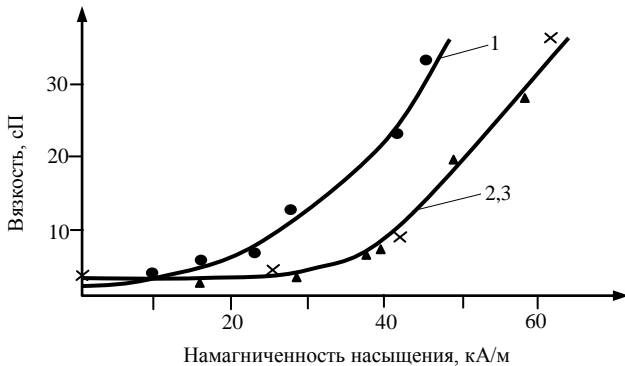


Рис. 2. Зависимость вязкости МЖ от содержания магнитной фазы (намагниченности насыщения образцов)

Дисперсионная среда: 1, 2 – вода; 3 – керосин

1 - ● - олеиновая кислота и ее соль; 2 - ▲ - кислоты $C_{10}-C_{13}$ и их соли;

3 - × - олеиновая кислота

Обработка экспериментальных данных позволила оценить гидродинамический размер частиц R_G , размер твердых частиц R_T и магнитный размер частиц R_M , а также толщину защитной оболочки ($R_G - R_T$).

Толщина защитной оболочки для частиц, стабилизированных олеиновой кислотой (и ее солями), составляет 3,6-4,0 нм, а для частиц, стабилизированных кислотами (и их солями) с числом углеродных атомов C_{10} - C_{13} , – всего 2,0-2,6 нм.

Наконец, было показано, что для формирования первого адсорбционного слоя можно использовать жирные кислоты с числом углеродных атомов C_5 - C_9 , а также более узкие фракции, например, C_5 - C_7 или C_7 - C_9 . Этот результат еще больше расширил возможность варьирования толщиной защитной оболочки вокруг частиц магнетита при синтезе МЖ на водной основе.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Чубачи Р., Сато Т., Шимойдзака И. Методы получения различных магнитных жидкостей. – Саласпилс, Изд. ин-та физики АН Латв. ССР, 1980. – С.35-46.
2. Бибик Е.Е., Бузунов О.В. Достижения в области получения и применения ферромагнитных жидкостей. Обзоры по электронной технике. Сер.6, вып. 7. – М.: ЦНИИ «Электроника».
3. Матусевич Н.П., Сулоева Л.В. О получении магнитных жидкостей методом пептизации. Матер. III Всесоюзной школы-семинара по магнитным жидкостям.
4. Марпоммагма – магнитная текучая среда. Проспект фирмы «Вако Коеки».
5. Khalafalla et al. Dilution stable water based magnetic fluids. Pat. USA. N 4.208.294, 1980.
6. Кудряшов А.И., Маньковская Н.К. Производство синтетических жирных кислот // Хим. наука и пром., 1959. – Том IV, № 5. – С.612-617.
7. Кац Б.А., Венгерова Н.К. Карбамидный метод фракционирования смесей жирных кислот. – М.: Наука, 1963. – 274 с.
8. Bergez F. Pat 12438 (Германия), 1940.
9. Кац Б.А. Разделение жирных кислот хлопкового соапстока и масла методом кристаллизации с мочевиной: Автореф. дис... канд. хим. наук. – Ташкент, 1957. – 21 с.

ПОЛУЧЕНИЕ МАГНИТНЫХ ПОРОШКОВ И ЖЕЛЕЗООКСИДНЫХ ПИГМЕНТОВ ИЗ ТВЁРДЫХ ПРОМЫШЛЕННЫХ ОТХОДОВ

**Байбуртский Ф.С., Крылова А.В., Епихин А.Н., Киселёв М.Р.,
Степанов Г.В.**

Институт биохимической физики имени Н.М. Эмануэля РАН
Российская Федерация, г. Москва, 119991, ул. Косыгина, д. 4.

E-mail: Bayburt@mail.ru

В связи с увеличением масштабов промышленности, ростом цен на сырьё и ужесточением требований экологии, актуальной задачей является разработка ресурсосберегающих технологий, позволяющих заменить традиционное сырьё в существующих производствах подходящими промышленными отходами. Одним из производств, испытывающих дефицит дешёвого сырья (соли железа), является получение порошков гамма-оксида для носителей магнитной записи. В последнее время некоторые варианты технологии получения магнитных порошков оказались перспективны для приготовления пигментов высокого качества. Общий объём мирового производства железоксидных и модифицированных (в основном добавками соединений кобальта) магнитных порошков, применяемых в аудио- и видеолентах, жёстких и гибких магнитных дисках, для цифровой записи в ЭВМ и при производстве более дешёвых товаров – транспортных билетов, магнитных ключей, составляет десятки тысяч тонн, а железоксидных синтетических пигментов, применяемых в строительстве, для копировальной техники и других целей – сотни тысяч тонн в год. Вместе с тем на территориях предприятий металлургической, машиностроительной и химической промышленности страны складываются сотни тысяч тонн в год неиспользуемых или неэффективно используемых твёрдых отходов, содержащих от 15 до более 90 массовых % железа. Сведения в литературе свидетельствуют о возможности использования некоторых твёрдых железосодержащих отходов для производства пигментов по различным технологиям.

Целью настоящего исследования явился выбор подходящих по составу твёрдых железосодержащих промышленных отходов и изучение возможности получения из них по общей технологической схеме (через синтез гетита альфа – FeOOH) железоксидных магнитных порошков и различных пигментов.

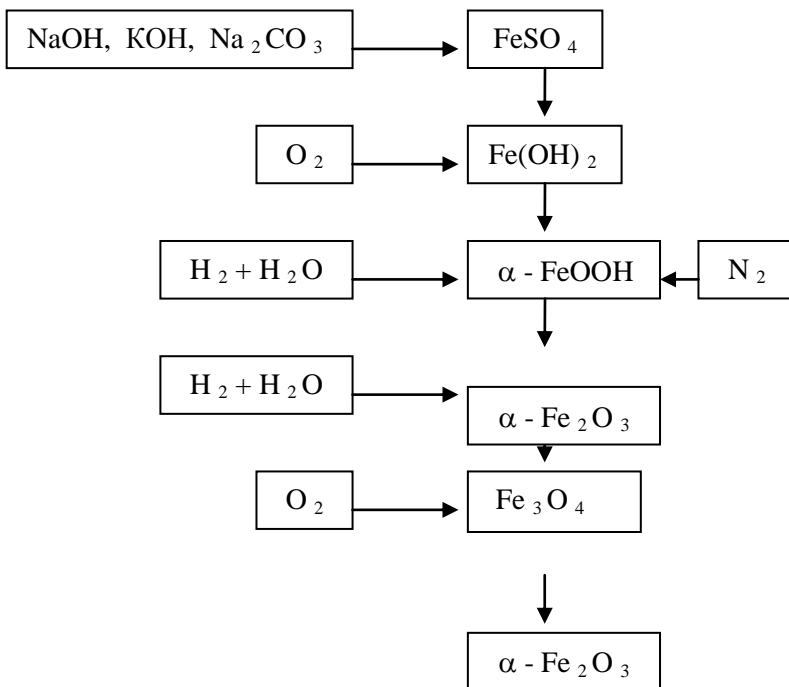


Рис. 1. Схема получения гамма- Fe_2O_3

Таблица 1.

Элементный состав отходов

№	Вид отхода	Элементный состав (массовые %)
1	Отход цветной металлургии	Fe – 28,1; Si – 18,1; Ca – 2,7; Mg – 1,8; Al – 1,0; Ti – 0,3; S – 1,0; Na – 0,9; K – 0,8; Co – 0,44; Cr – 0,3; Cu – 0,3; Ni – 0,22; Mn – 0,18; Zn – 0,1; Cl – 0,1; V – 0,06; P – 0,06; Ru, Pd, Pt < 0,1;
2	Отработанный катализатор	Fe – 85,5; Ca – 2,5; Al – 1,2; K – 0,6;
3	Отход машиностроения	Fe – 16,1; Si – 14,0; Mn – 3,5; S – 3,1; Al – 1,5; Cu – 1,0; Cl – 0,4; Zn – 0,3; Ti – 0,2; K – 0,16; Mg – 0,12; Cr – 0,1; Na < 0,1; Ni < 0,1;

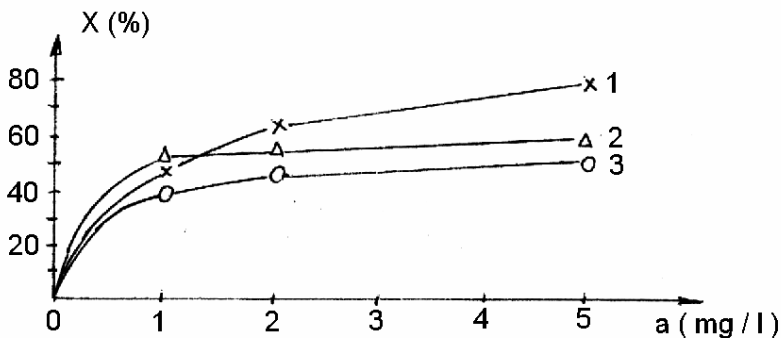


Рис. 2. Зависимость степени извлечения общего железа (X) от отношения объёма кислоты к массе отхода (a) для катализаторного (1), металлургического (2) и машиностроительного (3) отходов

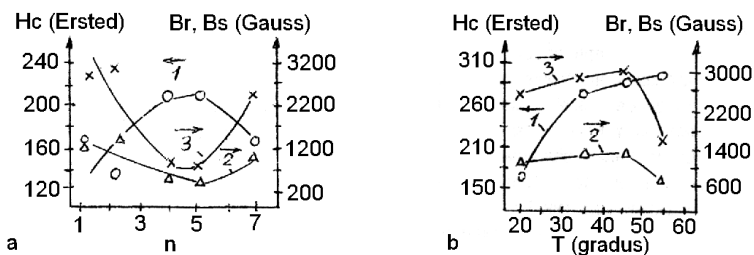


Рис. 3. Зависимость коэрцитивной силы H_C (1), остаточной намагниченности B_R (2), намагниченности насыщения B_S (3) порошков γ - Fe_2O_3 от условий синтеза гетита: а) отношения $KOH / FeSO_4$ (n) при 20°C; б) температуры (n = 7)

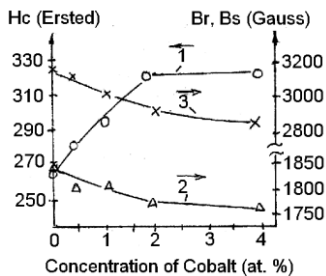


Рис. 4. Зависимость коэрцитивной силы H_C (1), остаточной намагниченности B_R (2) и намагниченности насыщения B_S (3) порошков γ - Fe_2O_3 от концентрации кобальта

На основании обследования ряда промышленных предприятий для изучения были выбраны три типа отходов: 1) шлам цветной металлургии, 2) отработанный железный катализатор синтеза аммиака и 3) шлам машиностроительного производства. Был определён элементный состав отходов, изучены и выбраны условия их кислотного-водного выщелачивания, обеспечивающие высокую степень извлечения железа и получение растворов сульфатов железа, соответствующих по составу и концентрации, применяемым при синтезе магнитных порошков в промышленности.

При использовании шлама цветной металлургии и катализаторного отхода получены зависимости влияния условий проведения синтеза гетита (природа осадителя – щёлочи, сода, температура раствора, соотношение «осадитель / сульфат», скорость подачи воздуха, скорость перемешивания раствора) на основные характеристики магнитных порошков – коэрцитивную силу (H_C), остаточную намагниченность (B_R), намагниченность насыщения (B_S), коэффициент прямоугольности (K_{II}) и характеристики пигментов (укрывистость, маслоёмкость). Изучено модифицирование магнитных порошков соединениями кобальта. Для ряда порошков определены фазовый состав, величины удельной поверхности, по данным электронной микроскопии оценены размеры частиц. Найдено, что в мягких и жёстких условиях синтеза гетита, при варьировании значений параметров процесса наблюдаются антибатные зависимости изменения коэрцитивной силы и намагниченностей порошков, а в средних условиях синтеза – симбатные. Это позволяет получать порошки с заданным соотношением магнитных характеристик. Показано, что оптимальное сочетание свойств имеют порошки, полученные при средних значениях параметров синтеза гетита, причём из растворов выщелачивания отхода цветной металлургии при использовании в качестве осадителя соды, а из растворов выщелачивания катализатора – щёлочи при $pH > 13$. Лучшие пигменты получены щелочным беззатравочным методом синтеза гетита при $pH > 13$.

Элементный анализ состава выбранных отходов показал, что наиболее близок к обычному сырью для получения магнитных порошков отработанный железный катализатор, содержащий более 85 % атомарного железа и строго контролируемое количество оксидов Al, Ca и K, а в растворах его кислотного-водного выщелачивания обнаружены ионы только Fe^{2+} . Отходы цветной металлургии и машиностроительного заводов содержали соответственно 28 % и 16,5 % железа, и 18 и 14 % кремния, а в растворах их выщелачивания имелись ионы Fe^{2+} и Fe^{3+} . Отход цветной металлургии содержал примеси Co, Ni, Cu, Ca, Mg и других элементов, машиностроительного завода – Mn, Ca, Mg и другие элементы.

Зависимости степени извлечения железа из отходов (кроме катализаторного) от количества кислоты и числа кислотнo-водных обработок характеризуются кривыми с насыщением, а для катализатора – возрастающими кривыми. Максимально достигнутая степень извлечения железа тем больше, чем выше содержание железа в отходе, и достигала из машиностроительного отхода, отхода цветной металлургии и катализатора, соответственно, 52, 65 и 85 %. Зависимости, полученные в лабораторных условиях по выщелачиванию некатализаторных отходов, подтверждены на укрупнённой установке. Найдено, что степень извлечения примесей Co, Ni, Cr и Mn в несколько раз меньше, а Ca и Mg выше, чем железа. Двухвалентное железо переходит в раствор быстрее трехвалентного.

Таблица 2
Свойства пигментов: укрывистость (У, г/м²) и маслоёмкость (М, г/100 г)

Отходы	Свойства	Пигмент			
		Жёлтый	Красный	Чёрный	Коричнево-красный
Катализа	М	44	39	39	46
	У	14,3	10,9	9,0	10,1
Катализа	М	53	33	42	39
	У	16,9	8,3	10,0	12,5
Катализа	М	50	34	37	42
	У	15,0	7,9	12,5	14,1
Катализа	М	49	39	29	39
	У	16,4	7,8	9,8	12,3
Катализа	М	56	49	–	–
	У	17,4	14,2	–	–
Цвет. Мет.	М	68	51	39	41
	У	17,7	15,1	11,5	16,2
Маш. Стр.	М	61	48	–	–
	У	19,7	18,7	–	–
Стандарты	М	12 – 20	6 – 15	6 – 10	6 – 15
	У	35 – 70	20 – 50	20 – 30	25 – 50

Образцы магнитных порошков на основе отхода цветной металлургии, полученные при содовом методе и повышенной температуре синтеза гетита, имеют магнитные характеристики, фазовый состав и удельную поверхность, соответствующие стандартному промышленному образцу. Кобальтирование гетита адсорбционным методом несколько повышает коэрцитивную силу и в 3-4 раза увеличивает на-

магничность порошков, причём значения намагничности насыщения на 40% превосходят верхний предел значений для стандарта.

Коэрцитивная сила (H_C) и намагничности – остаточная (B_R) и насыщения (B_S) порошков, полученных из катализаторного отхода и при варьировании различных параметров синтеза гетита, изменяются антибатно в наиболее мягких и наиболее жёстких и симбатно в средних (по совокупности параметров) условиях протекания процесса, что позволяет получать порошки с заданным соотношением магнитных характеристик.

Лучшие образцы магнитных порошков γ - Fe_2O_3 получены из катализаторного отхода при щелочном методе, средних температурах синтеза гетита и высоких скоростях перемешивания реакционной массы и имеют значения коэрцитивной силы $H_C = 310 - 322$ Э, остаточной намагничности $B_R = 1250 - 1380$ Гс, намагничности насыщения $B_S = 2200 - 2800$ Гс и коэффицента прямоугольности $K_{\Pi} = 0,5 - 0,57$. Образцы с более низкой $H_C = 295$ Э имели более высокие $B_R = 1600$ Гс, $B_S = 3000$ Гс и $K_{\Pi} = 0,53$. Фазовый состав, дисперсность и размеры частиц порошков соответствуют промышленным составам.

Модифицирование образцов добавками кобальта адсорбционным методом (до 2 атомных %), как и в случае магнитных порошков из отхода цветной металлургии, несколько увеличивает значение коэрцитивной силы, но в отличие от последних, снижает значения намагничностей, хотя и в пределах, соответствующих стандарту. Лучшие кобальтированные порошки имели $H_C = 322$ Э, $B_R = 1750 - 1770$ Гс, $B_S = 2900 - 3000$ Гс, $K_{\Pi} = 0,60 - 0,62$.

Железооксидные пигменты, полученные из всех трёх видов отходов при щелочном беззатравочном и содовом методах синтеза гетита, характеризовались хорошей цветностью, величинами укрывистости и маслоёмкости, соответствующими промышленным стандартам. Наиболее лучшие характеристики имели пигменты, полученные из катализаторного отхода при щелочном методе синтеза гетита.

На основе полученных данных предложена схема гибкой технологии производства из твёрдых железосодержащих отходов (предпочтительнее катализаторного) магнитных порошков и пигментов (в зависимости от спроса), включающая стандартную схему производства порошков γ - Fe_2O_3 из обычного сырья при синтезе гетита щелочным методом и дополнительные аппараты для выщелачивания отхода, стандартизации раствора сульфата железа и отбора пигментов при получении их в качестве целевых продуктов.

ОБРАЗОВАНИЕ ФРАКТАЛОПОДОБНЫХ АГРЕГАТОВ В ФЕРРОКОЛЛОИДАХ: ГОМОГЕННЫЙ МЕХАНИЗМ АГРЕГИРОВАНИЯ

Елфимова Е.А.

Уральский государственный университет им. А.М. Горького
620083, г. Екатеринбург, ул. Ленина, 51. Факс: (343)3507401;
E-mail: Ekaterina.Elfimova@usu.ru



Елфимова Екатерина Александровна в настоящее время является преподавателем кафедры математической физики математико-механического факультета УрГУ. В 2006 году ею защищена кандидатская диссертация на тему «Фрактальные агрегаты в коллоидных дисперсиях». Тематика научной работы связана с построением математических моделей описывающих процессы агрегирования в дисперсных системах. Имеет 19 научных публикаций. Научная деятельность поддерживается грантами Министерства Образования, РФФИ, CDRF.

Образование микроструктур в магнитных жидкостях способно привести к значительным изменениям реологических, гидродинамических, химических свойств системы [1-3]. При этом структура формирующихся агрегатов, их геометрические и физические характеристики определяются особенностями межчастичного взаимодействия. Экспериментальные данные свидетельствуют о возможности образования рыхлых ветвистых кластеров в ферроколлоидах [4, 5]. Такие структуры называют фрактальные агрегаты или фрактальные кластеры. Главной их особенностью является степенная зависимость концентрации агрегированных частиц φ от пространственной координаты r . Исследования механизмов формирования фрактальных структур, как правило, ведутся методами компьютерного моделирования. Основываясь на классических моделях агрегации: ДЛА, КЛА, модели Идена, численными методами воспроизводятся конфигурации системы частиц с заданными механизмом движения, типом межчастичного взаимодействия и кинетики слипания частиц [6-8]. Такие исследования, безусловно, являются хорошей базой для постановки новых реальных экспериментов и обработки большого массива экспериментальных данных. Однако методами компьютерного моделирования очень сложно определить закономерности влияния физико-химических условий, реализуемых в ферроколлоидах, на внутреннюю структуру образующихся кластеров. Поэтому представляется важным развитие аналитических методов исследования процессов агрегации.

В статье [9] была разработана математическая модель роста одиночного коллоидного кластера развивающегося в дисперсной среде.

Принципиально новым физико-химическим результатом явилось то, что в случае диффузионно-контролируемого агрегирования в условиях локально-динамического равновесия системы, эта модель теоретически предсказала возможность образования фрактальных кластеров. Для изучения процессов агрегирования, происходящих в реальных ферроколлоидах, предложенную модель [9] необходимо расширить и обобщить на коллектив агрегатов. Моделированию процесса формирования ансамбля фракталоподобных кластеров в ферроколлоидах посвящена данная работа.

Известно, что процесс формирования агрегатов в магнитных жидкостях может начинаться двумя путями. Отличие между ними заключается в механизме агрегирования частиц. Первый тип основан на агрегировании на гетерогенных примесных центрах. Этот механизм подробно был исследован в работе [10]. Второй тип агрегирования связан с гомогенной нуклеацией, происходящей в результате случайных встреч феррочастиц. Дальнейший рост каждого агрегата происходит за счет присоединения феррочастиц к агрегатному каркасу. В этом случае, каждый агрегат будет сферически симметричен, а его внешней границей будем считать сферу радиуса $R(t)$, проходящую через самую удаленную от центра частицу. Очевидно, что внешняя граница агрегатов изменяется со временем t . Следуя модели [9], для отдельного фрактального кластера, внутреннюю структуру каждого кластера будем описывать с помощью объемной концентрации $\varphi(t, r)$ агрегированных частиц, сосуществующих со свободными феррочастицами с концентрацией $n(t, r)$ внутри агрегатного объема $R(t)$. Вне каждого агрегата, вблизи его границы, существуют только одиночные феррочастицы, концентрация которых равна $\sigma(t, r)$.

Для построения математической модели такого процесса рассматривается ферроколлоид, в начальный момент времени в котором присутствуют только одиночные феррочастицы с объемной концентрацией σ_0 . Феррочастицы, совершая диффузионное движение в пространстве и сталкиваясь друг с другом, могут образовывать ядра агрегации. Такие случайные столкновения возможны в любой момент процесса агрегирования, следовательно, количество агрегатов в системе постоянно меняется. Кроме того, вследствие неодновременного возникновения агрегатов, они различаются по размерам. Такое многообразие агрегатов, находящихся в магнитной жидкости, в математической модели описывается с помощью функции распределения агрегатов по размерам $f(t, R)$. Процесс роста фрактальных агрегатов возможен до тех пор, пока средняя концентрация дисперсных феррочастиц в системе $\sigma_\infty(t)$ не достигнет значения $K = b\varphi_m/a$ – концентрации динамического равнове-

сия между процессами присоединения/отсоединения, где величины a и b локальные кинетические коэффициенты присоединения и отсоединения феррочастиц от кластера соответственно, зависящие от химических и физических свойств феррожидкости; φ_m – концентрация случайной плотной упаковки. Уменьшение во времени пересыщения ферроколлоида $\Delta(t) = \sigma_\infty(t) - K$ происходит в результате образования новых и роста уже существующих агрегатов:

$$\frac{d\Delta(t)}{dt} = -4\pi \int_0^\infty f(t, R) R^2 \frac{dR}{dt} (\varphi(R) + n(R) - \sigma(R)) dR, \quad (1)$$

$$\Delta(0) = \sigma_0 - K = \Delta_0,$$

где функция плотности распределения агрегатов по размерам описывается кинетическим уравнением:

$$\frac{\partial f(t, R)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{dR}{dt} f(t, R) \right) = 0. \quad (2)$$

Процесс образования ядер агрегации определяется природой исследуемой магнитной жидкости, а в модели, специфика формирования зародышей агрегатов описывается с помощью величины $J(\Delta)$, задающей поток агрегатов в пространстве их размеров:

$$\left. \frac{dR}{dt} f(t, R) \right|_{R=R_0} = \frac{avK}{R_0^4} J(\Delta), \quad (3)$$

$J(\Delta)$ определяется, главным образом, относительной энергией активации, представляющей высоту эффективного потенциального барьера, которую необходимо преодолеть зародышам, для дальнейшего роста, а также размером критического агрегата R_0 . Все вышеперечисленные параметры зависят от степени пересыщения системы.

Таким образом, эволюция ансамбля фракталоподобных агрегатов в ферроколлоиде описывается уравнениями (1-3) и соответствующими закономерностями движения границы агрегатов и изменения концентраций агрегированных и дисперсных частиц, определенными в [9]:

$$\frac{dR}{dt} = \sqrt{\frac{DavK}{\varphi_m} \frac{\Delta(t)}{R}}, \quad (4)$$

$$\varphi(r) = \sqrt{\frac{D\varphi_m}{avK} \frac{\Delta(t)}{r}}, \quad \frac{n(r)}{1 - \varphi(r)/\varphi_m} = \sigma(R) = K, \quad (5)$$

где D – коэффициент диффузии феррочастиц; ν – радиус феррочастицы.

Найти точное аналитическое решение модели (1-5) не представляется возможным. Построенные асимптотики решений на малых и больших временах позволили установить, что образующиеся агрегаты характеризуются фракталоподобной структурой: в течение начальной стадии агрегирования зависимость концентрации скелетных частиц от расстояния до центра агрегата описывается степенной функцией:

$$\varphi(r) \approx \varphi_m \left(\frac{r}{R_0} \right)^{-[1+5IJ(0)]/2}$$

где параметр I зависит от физико-химических свойств магнитной жидкости:

$$I = \frac{3}{5} \varphi_m \left(1 - \frac{K}{\varphi_m} \right) \frac{\Phi}{\Delta_0},$$

Φ – объемная концентрация зародышей агрегатов.

Развитие агрегатов разного размера происходит неравномерно: с течением времени, малые, поздно образовавшиеся агрегаты, догоняют в размерах ранее возникшие агрегаты. Этот вывод следует из анализа функции распределения агрегатов по размерам (рис. 1): в начале процесса агрегирования $f(t, R)$ является широкой функцией радиуса агрегатов (кривая 1). Это указывает на активный нуклеационный процесс. Через некоторое время новые ядра агрегации в системе больше не возникают, то есть количество агрегатов остается постоянным. В это время происходит активный рост образовавшихся агрегатов, что приводит к увеличению максимального значения функции распределения (кривая 2). По истечении промежуточной стадии функция распределения значительно сужается (кривая 3). Это означает, что $f(t, R)$ характеризуется уменьшением дисперсии.

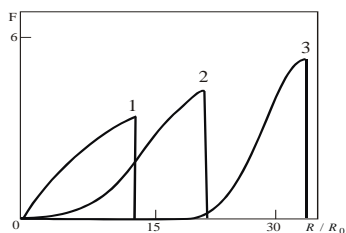


Рис. 1. Безразмерная функция распределения агрегатов по размерам в различные моменты времени. Кривая 1 – начало процесса агрегирования; кривая 2 – середина процесса; кривая 3 – заключительный этап агрегирования

Также для задачи (1-5) были проанализированы основные параметры, характеризующие процесс агрегирования: пересыщения ферроколлоида для различных физико-химических условий системы (рис. 2),

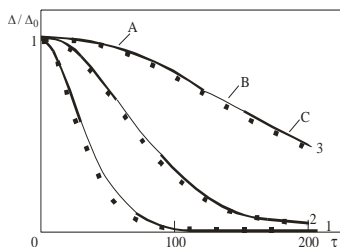


Рис. 2. Пересыщение ферроколлоида в зависимости от безразмерного времени при разных физико-химических параметрах среды: кривая 1: $I=10^{-4}$, кривая 2: $I=10^{-5}$, кривая 3: $I=10^{-6}$.

Сплошная линия в области А соответствует асимптотике малых времен, в области С – асимптотика больших времен, зона В – промежуточная стадия агрегирования.

Квадратами обозначено численное решение

средний размер агрегата в любой момент времени (рис. 3), количество агрегатов в системе с течением времени (рис. 4). Полученные асимптотические решения хорошо согласуются с численными результатами.

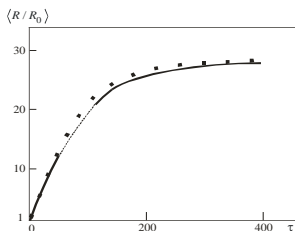


Рис. 3. Средний размер агрегатов.

Квадраты – численное решение.

Сплошные линии асимптотики малых и больших времен

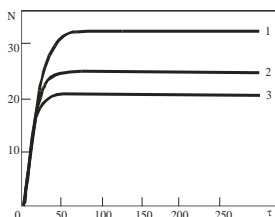


Рис. 4. Изменение количества агрегатов в системе с течением времени для разных физико-химических параметров

Таким образом, для адекватного описания процесса формирования агрегатов в магнитных жидкостях была разработана математическая модель эволюции ансамбля агрегатов. Формирование ядер агрегации в этой модели идет по пути гомогенного агрегирования. Модель основана на общих принципах физико-химической кинетики и соотношениях баланса частиц. Исследование модели показало, что образующиеся агрегаты характеризуются фракталоподобной структурой, плотность которой зависит от физико-химических свойств ферроколлоида. Определены основные характеристики процесса агрегирования. Построенные асимптотические аналитические ре-

шения хорошо согласуются с численными результатами. Полученные закономерности могут быть применены для исследования свойств феррожидкостей с фрактальными агрегатами.

Исследования проведены при финансовой поддержке РФФИ: гранты № 00-02-17731а, 03-02-04001ННИО и 04-02-16078а, РФФИ-Урал № 01-02-96430 и 04-01-96008; Минобразования РФ № У00-3.2-210; INTAS: грант № 03-51-6064; Президента РФ: грант № МД-336.2003.02, а также в рамках проекта REC-005 (ЕК-005-Х1).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Elfimova E. *Magneto-hydrodynamics*, V. 40, 2004. – P. 43-52.
2. Odenbach S., Gilly H. J. *Magn. Mater.*, V. 152, 1996. – P. 123-126.
3. Odenbach S., Stork H. J. *Magn. Mater.*, V. 183, 1998. – P. 188-193.
4. Buzmakov V.M., Phenichnikov A.F. *Colloid Interface Science*, V. 182, 1996. – P. 63-70.
5. Balasoiu M., Avdeev M.V., Aksenov V.L., Hasengan D., Garamus V., Schreyer A., Bica D., Vekas L. In: *Books of abstracts «Moscow international symposium on magnetism»*. – Moscow, 2005. – P. 43.
6. Ivanenko Ya.V., Lebovka N.I., Vygornitskii N.V. *Europhys. B.*, V. 11, 1999. – P. 469-480.
7. Lebovka N.I., Vygornitskii N.V., Mank V.V. *Colloid Journal.*, V. 59, 1997. – P. 310-314.
8. Dirkse J.F., Cawley J.D. *Colloid Interface Sci.*, V. 170, 1995. – P. 466-476.
9. Ivanov A.O., Zubarev A.Yu. *Phys.Rev.E*, V. 4, 2001. – P. 0414031-4.
10. Елфимова Е.А. В сб. научных трудов 11 международной Плесской конференции по магнитным жидкостям. – Плес, 2004. – С. 44-47.

ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСЕЙ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОМЫШЛЕННЫХ ФЕРРОКОЛЛОИДОВ

Лахтина Е.В., Пшеничников А.Ф.

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

Введение

В настоящее время магнитные жидкости активно используются в высокотехнологичном производстве и медицине. Промышленные магнитные жидкости из-за особенностей технологического процесса всегда содержат некоторое количество (до 10%) свободной олеиновой кислоты и остатки ацетона или высших спиртов (коагулянтов). Концентрация этих примесей не контролируется, поэтому результаты экспериментов с магнитными жидкостями могут, в принципе, существенно отличаться один от другого в зависимости от технологии приготовления. По этой причине вопрос о допустимой концентрации свободной олеиновой кислоты и коагулянтов имеет большое значение для однозначной интерпретации экспериментальных результатов, особенно данных по начальной восприимчивости. Еще одна причина повышения интереса к проблеме примесей связана с синтезом бинарных ферроколлоидов – магнитных жидкостей с примесью длинных полимерных молекул. Добавление полимера в раствор может многократно повысить оптическую анизотропию раствора в магнитном поле, но одновременно понизить его агрегативную устойчивость. При больших концентрациях полимера магнитная жидкость расслаивается и теряет оптическую прозрачность. Таким образом, полученная данной работе информация о влиянии коагулянта и примесей полимерных молекул на свойства ферроколлоида (дисперсный состав, начальную статическую и динамическую восприимчивость) представляется достаточно важной для дальнейшего развития технологий.

Известно, что добавление коагулянта в малой концентрации заставляет коллоидные частицы объединяться более интенсивно, а при превышении некоторой критической концентрации магнитная жидкость расслаивается полностью. Как показывают экспериментальные исследования Ю.И. Диканского с соавторами [1], избыток олеиновой кислоты приводит к похожему результату. Однако подробного изучения жидкостей, содержащих «технологические» примеси, не проводилось. Главная причина такого состояния дел в отсутствии подходящего оборудования

и методик, позволяющих получить информацию о микрокластерах. Предложенная нами в [2] методика позволяет существенно продвинуться в решении проблемы.

Детали эксперимента

В представленной работе были реализованы две серии опытов: с коагулянтном и с полимерными молекулами.

В первой серии в качестве исходной была выбрана магнитная жидкость на керосине, содержащая достаточно крупные частицы с нешироким распределением по размерам, олеиновая кислота использовалась в качестве сурфактанта. Концентрация твёрдой фазы составила 25%, намагниченность насыщения – 65 кА/м. Равновесная восприимчивость при комнатной температуре составила 48 единиц СИ. В качестве коагулянта был выбран изопропиловый спирт. В предварительном эксперименте была определена критическая концентрация спирта (0,12 объёмных долей), при которой жидкость расслаивалась (начальная восприимчивость при комнатной температуре падала до $5 \div 10$ единиц СИ). Затем были произведены измерения для концентраций спирта в диапазоне $0 \div 0,11$ при температурах 251, 299 и 341 К.

По методике [2] была получена зависимость равновесной восприимчивости ферроколлоида от концентрации спирта при различных

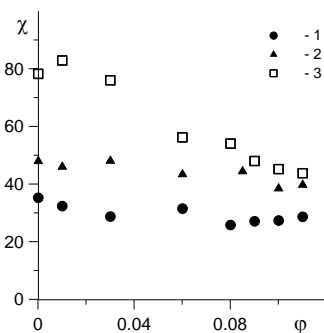


Рис. 1. Зависимость статической восприимчивости от концентрации коагулянта при различных температурах (1 – 341 К, 2 – 298 К, 3 – 231 К)

температурах (см. рис. 1). Хорошо видно, что наибольшее влияние на магнитную восприимчивость коагулянт отказывает при низких температурах. Рис. 1 показывает, что при изменении концентрации спирта с 0 до 0,11 объёмных долей (при $T = 231$ К) восприимчивость жидкости падает почти в два раза. В том же диапазоне концентраций спирта на средних и высоких температурах уменьшение восприимчивости не превышает 15%. Заметим, что (при $T = 231$ К) вклад в равновесную восприимчивость от кластеров резко падает с ростом доли спирта (рис. 2), а средний размер кластера практически не зависит от количества коагулянта (рис. 3). Из этого

факта следует, что на низких температурах коагулянт провоцирует уменьшение количества агрегатов с некомпенсированным магнитным

моментом, которые можно обнаружить с помощью нашей методики. По нашему мнению, это происходит из-за объединения частиц и части уже существующих кластеров в крупные агрегаты (содержащие большое количество частиц), что приводит к выпадению их в осадок, либо компенсированию магнитных моментов внутри таких агрегатов.

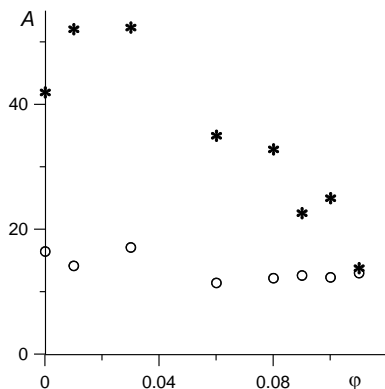


Рис. 2. Зависимость вкладов в равновесную восприимчивость, вносимых кластерами (звездочки) и неагрегированными частицами (точки) от концентрации спирта в образце ($T = 231 \text{ K}$)

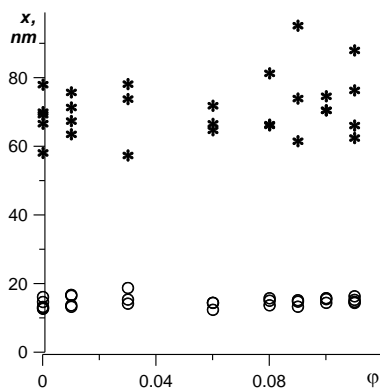


Рис. 3. Концентрационная зависимость средних диаметров отдельных частиц (точки) и кластеров (звездочки) ($T = 231 \text{ K}$)

Во второй серии опытов за базовую была выбрана магнитная жидкость на керосине с широким распределением по размерам частиц. Это должно было обеспечить большую устойчивость жидкости к добавлению каучука по сравнению с жидкостями, содержащими преимущественно крупные частицы. Стабилизатором, как и в первой серии опытов, служила олеиновая кислота. Концентрация твёрдой фазы составила 19%, равновесная восприимчивость при комнатной температуре – 5,5 единицы СИ. В качестве полимерной примеси был выбран бутадиеновый каучук. Предварительно была определена критическая концентрация каучука. Она составила 0,017% по объёму. Далее для магнитной жидкости с критической концентрацией каучука измерялись действительная и мнимая восприимчивости на частотах от 10 до 10^5 Гц и при температурах от 230 К до 320 К. По описанной выше методике были получены графики температурной зависимости восприимчивости, вкладов фракций в восприимчивость (рис. 4) и размеров частиц (рис. 5). По виду графиков 4 и 5 можно сделать вывод о почти полном отсутствии в исследованной жидкости крупных частиц (в том числе и кластеров), обладающих большим магнитным моментом. Несмотря на то, что средний

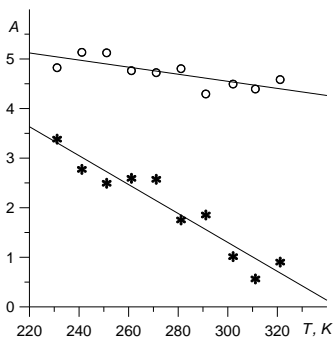


Рис. 4. Температурная зависимость вклада кластеров (звёздочки) и неагрегированных частиц (точки) в равновесную восприимчивость жидкости

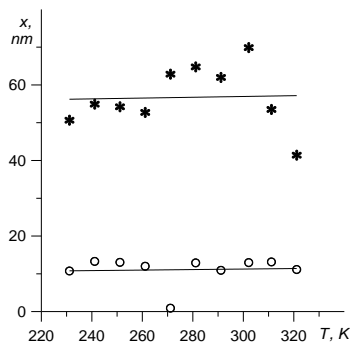


Рис. 5. Температурная зависимость среднего размера кластеров (звёздочки) и неагрегированных частиц (точки)

размер кластеров и частиц в среднем остается постоянным, вклад кластеров в равновесную восприимчивость становится меньше вклада частиц даже на низких температурах (на 20%), а на высоких температурах меньше вклада частиц в 5 раз. Необходимо заметить, что и средний размер кластеров в серии с каучуком чуть ниже (около 65 нм), чем в серии опытов с изопропиловым спиртом (около 70 нм). Возможно, это связано с отличием базовых образцов — этот вопрос будет дополнительно проясняться.

Заключение

Целью данной работы было исследование влияния примесей (высших спиртов и полимерных соединений), появляющихся в магнитных жидкостях при промышленном изготовлении, на агрегирование коллоидных частиц в жидкостях. Анализ экспериментальных данных показал, что для однозначной интерпретации результатов опытов необходимо учитывать степень загрязненности ферроколлоидов коагулянтами и полимерами. Особенно внимательно нужно следить за концентрациями примесей на низких температурах.

По результатам проведенных исследований были сделаны следующие выводы.

1) Влияние изопропилового спирта на восприимчивость магнитной жидкости сильнее всего сказывается в области низких температур. Так, при температуре 231 К увеличение объемной доли спирта в

растворе с 0 до 0,11 вызывает уменьшение восприимчивости жидкости примерно в два раза. В том же диапазоне концентраций спирта на средних и высоких температурах уменьшение восприимчивости не превышает уже 15%.

2) В исследованной жидкости присутствуют кластеры с некомпенсированным магнитным моментом, характерные размеры которых составляют 60-80 нм. С понижением температуры таких кластеров становится больше – при охлаждении раствора их вклад в равновесную восприимчивость растёт, несмотря на то, что средний размер кластера не меняется.

3) При комнатной температуре добавление в жидкость молекул полибутадиена в количестве 0,02 объемной доли вызывает уменьшение восприимчивости магнитной жидкости на 25%. Дальнейшее увеличение концентрации полимера вызывает расслоение исходной жидкости и резкое падение восприимчивости.

4) Количество агрегатов с некомпенсированным магнитным моментом в жидкости, содержащей 1,7% по объему полибутадиенового каучука, мало: вклад, вносимый кластерами в начальную восприимчивость, не превышает 30% при температуре около 230 К и 8% – при 340 К.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 04-02-96028) и Фонда гражданских исследований и развития для стран СНГ (CRDF), проект № PE-009-0.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Диканский Ю.И., Вегера Ж.Г. и др. // Коллоид. журн. – 2005. – Вып.2. – С.161.
2. Лахтина Е.В., Пшеничников А.Ф. // Коллоид. журн. – 2006. – Вып.3. – С.327.

МАГНИТНЫЕ ЖИДКОСТИ ИЗ ЖЕЛЕЗОСОДЕРЖАЩИХ ОТХОДОВ

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

Ярославский государственный технический университет
150023, г. Ярославль, Московский пр-т, 88.
Тел./факс: (4852) 446813; E-mail: kalaevasz@ystu.ru

Шипилин А.М.

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

Магнитные жидкости (МЖ) эффективно могут быть использованы во многих направлениях, но широкому распространению МЖ, полученных из реактивного сырья препятствием является их высокая стоимость. Поэтому нами предприняты попытки, получить востребуемую магнитную жидкость с синтезом магнитной фазы на основе отходов производства.

Для синтеза магнитной жидкости в качестве источника трехвалентного железа использовался железосодержащий отход ОАО «Северсталь», который содержит в своем составе значительное количество трехвалентного железа (больше 50%).

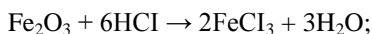
В качестве источника двухвалентного железа использовался технический сульфат железа – отход производства титановых белил.

Магнитные жидкости были получены методом химической конденсации, т.к. он по сравнению с другими методами обладает рядом преимуществ: высокой производительностью, быстротой протекания химической реакции, кроме того, он пригоден для промышленного производства и легко автоматизируется и механизуется [1].

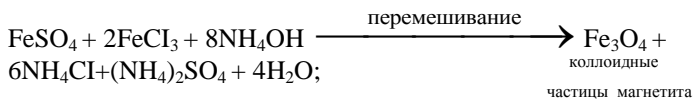
Были получены МЖ на основе керосина (рис. 1) и воды (рис. 2) из железосодержащих отходов.

Процесс проходит следующие стадии [2]:

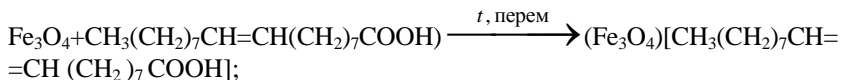
1. Растворение железосодержащего отхода в соляной кислоте



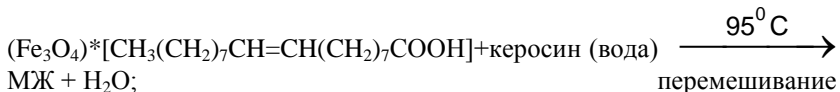
2. Смешение солей двух- и трехвалентного железа с последующим осаждением магнетита



3. Введение ПАВ – стабилизатора (олеиновая кислота или олеат натрия)



4. Добавление жидкости-носителя и разделение фаз (в случае МЖ на керосине)



5. Удаление воды (в случае МЖ на керосине).

Полученные нами магнитные жидкости из отходов [3-4] не уступают по своим магнитным характеристикам магнитным жидкостям, изготовленных с использованием чистых компонентов в г. Краснодаре.

Таблица 1.

Характеристика магнитных жидкостей

№ образца	Жидкость-носитель	ПАВ	φ, %	ρ, кг/м ³	Is, кА/м
МЖ-1	керосин	Олеиновая кислота	6,42	988	13,70
МЖ-2	керосин	Олеиновая кислота	6,36	985	12,10
МЖ-3	вода	ВНХ	6,20	1200	10,60
МЖ-4	вода	Олеат натрия	5,67	1170	10,30

МЖ-1 – магнитная жидкость из чистых компонентов, изготовленная в г. Краснодаре;

МЖ-2 – магнитная жидкость из железосодержащих отходов производства;

МЖ-3 – магнитная жидкость из чистых компонентов, изготовленная в г. Краснодаре;

МЖ-4 – магнитная жидкость из железосодержащих отходов производства.

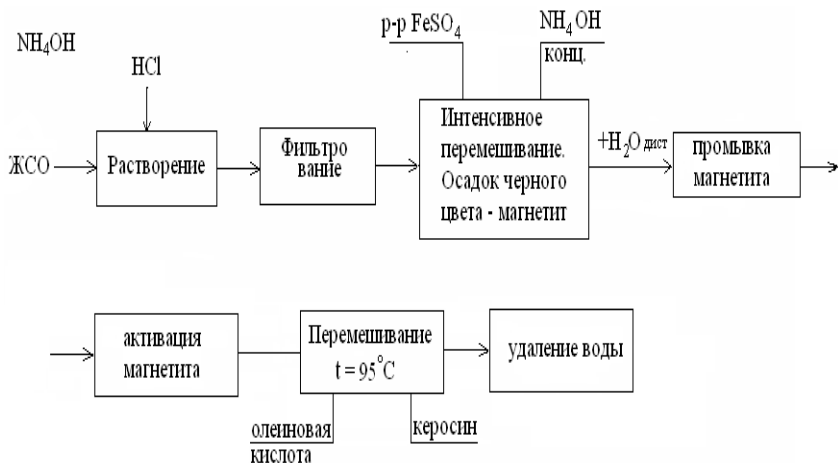


Рис. 1. Блок-схема получения магнитной жидкости на основе керосина из железосодержащих отходов

Полученная данным способом магнитная жидкость на основе керосина из железосодержащих отходов была успешно использована для удаления нефтепродуктов с поверхности воды (толщина пленки до 10 мм) [5-6].

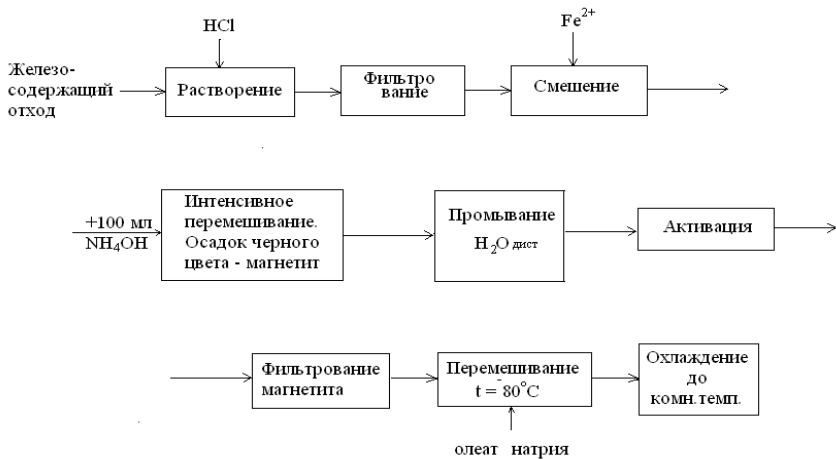


Рис. 2. Блок-схема получения магнитной жидкости на основе воды из железосодержащих отходов

Магнитная жидкость на основе воды из железосодержащих отходов использовалась в целях сепарации различных материалов по плотности [7].

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Матусевич Н.П., Рахуба В.К. Получение магнитных жидкостей методом пептизации: В кн. Гидродинамика и теплофизика магнитных жидкостей. Тезисы докладов Всесоюзного симпозиума. – Саласпилс, ин-т физики АН Латв.ССР, 1980. – С. 21-22.
2. Такетоми С., Тикадзуми С. Магнитные жидкости. Пер. с японск. – М.: Мир, 1993. – 272 с.
3. Калаева С.З., Макаров В.М., Шипилин А.М., Захарова И.Н. Способ получения магнитной жидкости. Современные проблемы экологии и безопасности: Первая Всероссийская научно-техническая Интернет-конференция. Сб. матер. конф.: В IV т. Т. I / Под ред. Э.М. Соколова. – Тула: Изд-во ТулГУ, 2005. – С.66-67.
4. Калаева С.З., Макаров В.М., Шипилин А.М., Захарова И.Н. Получение магнитных жидкостей на основе токсичных промышленных отходов: Первая Всероссийская научно-техническая Интернет-конференция «Аэрология и безопасность» Сб. матер. конф. / Под ред. Э.М. Соколова. – Тула: Из-во ТулГУ, 2005. – С.103-106.
5. Калаева С.З., Морозов Н.А., Страдомский Ю.И., Макаров В.М., Шипилин А.М., Захарова И.Н. Очистка воды с применением магнитных жидкостей из отходов: Материалы Третьей науч.-практич. конференции «Актуальные проблемы экологии Ярославской области». Вып.3. Том 2. – Ярославль: Издание ВВО РЭА, 2005. – С.222-225.
6. Калаева С.З., Морозов Н.А., Страдомский Ю.И., Макаров В.М., Шипилин А.М., Захарова И.Н. Практическое применение магнитных жидкостей на основе железосодержащих отходов промышленности: Первая Всероссийская научно-техническая Интернет-конференция «Аэрология и безопасность» Сб. матер. конф. / Под ред. Э.М. Соколова. – Тула: Из-во ТулГУ, 2005. – С.106-109.
7. Калаева С.З., Клёмина А.С. Магнитные жидкости из отходов на основе воды: Материалы пятьдесят девятой научно-технической конференции с международным участием. – Изд-во ЯГТУ, 2006. – С.116-117.

ЦЕПОЧЕЧНЫЕ АГРЕГАТЫ В БИДИСПЕРСНЫХ ФЕРРОЖИДКОСТЯХ

Пьянзина Е.С., Канторович С.С.

Уральский государственный университет имени А.М. Горького
620083, Свердловская область, г. Екатеринбург, ул. Ленина, д. 51.
Факс: +7(343)3507401; E-mail: snegn_bars@mail.ru



Пьянзина Елена Сергеевна является магистрантом математико-механического факультета Уральского государственного университета. Имеет 2 научных публикаций в иностранных журналах. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФИ, Министерства образования и науки РФ.



Канторович Софья Сергеевна окончила математико-механический факультет УрГУ в 2003 году. В 2004 защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по теме «Цепочечные агрегаты в полидисперсных магнитных жидкостях». Имеет более 20 научных публикаций. Работает на кафедре математической физики математико-механического факультета Уральского государственного университета. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами правительства РФ, РФФИ, Министерства образования и науки РФ и Президента РФ.

1. Введение

Формирование цепочечных агрегатов вследствие магнитного диполь-дипольного взаимодействия приводит к изменению макроскопических свойств магнитных жидкостей. Это наблюдается как в экспериментах, так и в компьютерных симуляциях. Разработано множество теоретических моделей для описания этих явлений [1-3]. Но в этих моделях феррожидкость считалась монодисперсной, хотя полидисперсность является неотъемлемым и важным свойством магнитной жидкости. В настоящей работе представлены результаты соединения двух теоретических подходов: монодисперсной модели цепочечных агрегатов в произвольном магнитном поле [3] и модели цепочечных агрегатов в бидисперсном ферроколлоиде [4]. Затем, при помощи полученной модели анализируются данные компьютерного моделирования [5].

2. Компьютерные симуляции

Проводится исследование феррожидкости состоящей из N сферических частиц, распределенных в кубическом симуляционном боксе, со стороны длины L . Каждая частица имеет диаметр σ_i и постоянный магнитный момент \vec{m}_i в центре. Потенциал диполь-дипольное взаимодействия между i и j частицами имеет вид

$$U_d(ij) = -\frac{\mu_0}{4\pi} \left[3 \frac{\langle \vec{m}_i, \vec{r}_{ij} \rangle \langle \vec{m}_j, \vec{r}_{ij} \rangle}{r^5} - \frac{\langle \vec{m}_i, \vec{m}_j \rangle}{r^3} \right], \quad \text{где } \vec{r}_{ij} = \vec{r}_i - \vec{r}_j \quad \text{и}$$

$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Н/м – магнитная проницаемость вакуума. Короткодействующее взаимодействие между частицами описывается модифицированным потенциалом Леннарда - Джонса:

$$U_{LJ}(ij) = 4\varepsilon \left[\left(\frac{\sigma_i + \sigma_j}{2\vec{r}_{ij}} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma_i + \sigma_j}{2\vec{r}_{ij}} \right)^6 \right] + \varepsilon \quad \text{с критическим радиусом}$$

$R_c = 2^{-5/6}(\sigma_i + \sigma_j)$. Бидисперсная система состоит из двух фракций: крупные и мелкие магнитные частицы. Намагниченность материала M_m равна 4.8×10^3 кА/м, диаметр мелких частиц σ_s равен 10 нм, а крупных частиц – σ_l 16 нм. Таким образом, выражение для магнитного момента мелкой (крупной) феррочастицы соответственно может быть записано в следующей форме: $m_{s(l)} = \pi \sigma_{s(l)}^3 M_m / 6$. При комнатной температуре параметр диполь-дипольного взаимодействия между крупной и мелкой частицами равен $\lambda_{sl} = 2.24$, взаимодействие между двумя мелкими и двумя крупными частицами характеризуется величинами соответственно равными $\lambda_{ss} = 1.3$ и $\lambda_{ll} = 5.32$. Общая объемная доля частиц фиксирована и равна $\phi = 0.07$. Для изучения влияния полидисперсности на свойства феррожидкости объемная доля крупных частиц меняется и принимает значения $\phi_l = 0; 0.007; 0.02; 0.05; 0.07$.

3. Теоретическая модель

Распределение цепочек в динамическом равновесии ищется из минимизации плотности функционала свободной энергии

$$F(H) = F_s(H) + F_l(H) + kT \sum_{n+m \geq 1} \sum_{i=1}^{\infty} I(n,m) K(i,n,m) g(i,n,m,H) \times$$

$$\left[\ln \frac{g(i,n,m)v(i,n,m)}{e} - \ln Q(i,n,m,H) \right]$$

при двух балансовых ограничениях [4].

$$\frac{\rho_s}{v_s} = \sum_{n+m \geq 1} \sum_{i=1}^{\infty} I(n,m) K(i,n,m) g(i,n,m,H) m$$

$$\frac{\rho_l}{v_l} = \sum_{n+m \geq 1} \sum_{i=1}^{\infty} I(n, m) K(i, n, m) g(i, n, m, H) n.$$

Первые два слагаемых, входящие в функцию $F(H)$, представляют собой свободную энергии идеального парамагнитного газа крупных и мелких частиц, третье слагаемое – свободная энергия смеси цепочек разной длины и конфигурации. При этом взаимодействием между цепочками пренебрегается. Также в цепочке учитывается взаимодействие только между ближайшими соседями. Используя подход, описанный в [3], и обобщая его на полидисперсный случай, были получены достаточно простые формулы для вычисления конфигурационного интеграла $Q(i, n, m, H)$ [6]. Теперь, зная распределение цепочек по размерам, можно переходить к описанию магнитных свойств.

4. Магнитные свойства

Зная свободную энергию системы и учитывая, что на отдельную частицу действует не просто внешнее поле, а некоторое эффективное поле, создаваемое остальными частицами [1], получаем формулы для намагнитченности насыщения и начальной восприимчивости:

$$M(H) = - \frac{\partial F(H_e)}{\partial H_e}; \quad \chi = \left. \frac{\partial M(H)}{\partial H} \right|_{H=0}.$$

Кроме того, так как магнитные свойства феррожидкостей хорошо описываются модифицированной моделью эффективного поля (ММЭП) [1], наряду с сопоставлением с разработанной моделью магнитных свойств ферроколлоидов с цепочечными агрегатами, результаты компьютерного эксперимента будут сравниваться в данной работе еще и с предсказаниями ММЭП.

Рассмотрим пять образцов, с одинаковой общей объемной долей частиц. Будем изменять долю крупных частиц, постепенно добавляя их к мелким частицам. Для монодисперсной системы из мелких частиц, обе теории дают одинаковые результаты, полностью совпадающие с численными данными. Однако при увеличении объемной доли крупных частиц, появляется разрыв между ММЭП и данными компьютерного эксперимента. Это видно на рис. 1 и рис. 2. Это различие объясняется наличием цепочечных агрегатов, появление которых ММЭП не учитывает. Необходимо отметить, что теоретический подход, предлагаемый в данной работе, также слегка расходится с данными компьютерных симуляций (см., например, рис. 2). Но отклонения в предложенной модели существенно меньше (см. правую колонку рис. 1). Некоторое завышение начальной восприимчивости (рис. 2) с увеличением объемной доли крупных частиц можно объяснить следующим образом. В рассматрива-

емой модели не учитывается взаимодействие между цепочками, которое ведет к уменьшению длины цепочек, и учитывается только взаимодействие между ближайшими соседями. В то время как, в симуляциях учитываются все близкие и дальние корреляции.

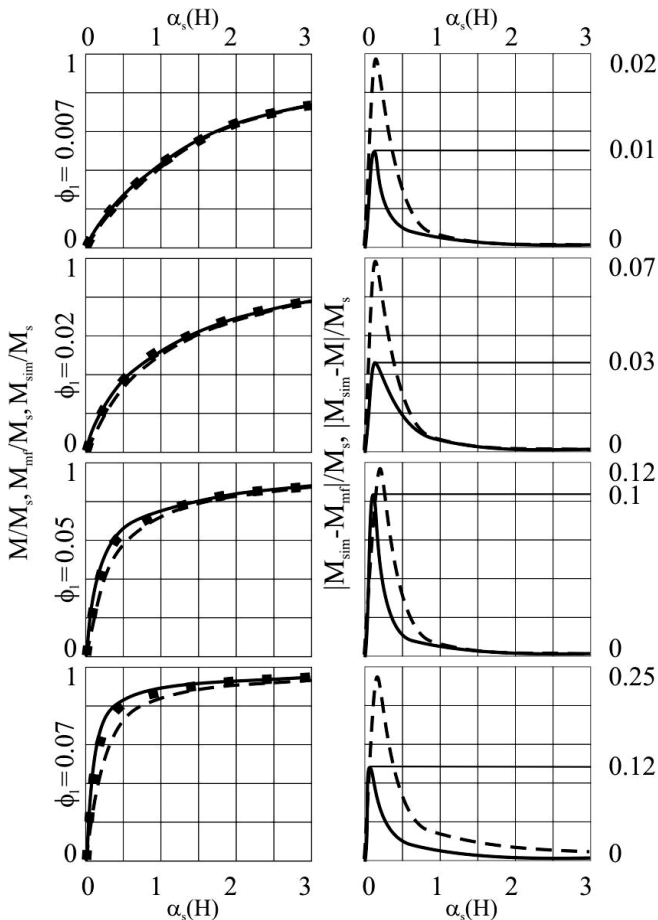


Рис. 1. Относительная намагниченность как функция параметра Ланжевена для мелкой частицы. Сплошная линия – предсказания построенной модели (M/M_s), пунктирная линия – предсказания ММЭП (M_{mf}/M_s), точки – экспериментальные данные (M_{sim}/M_s). В правом столбце изображены следующие соотношения: сплошная линия – $|M - M_{sim}|/M_s$, пунктирная линия – $|M_{mf} - M_{sim}|/M_s$. (Всюду M_s – намагниченность насыщения)

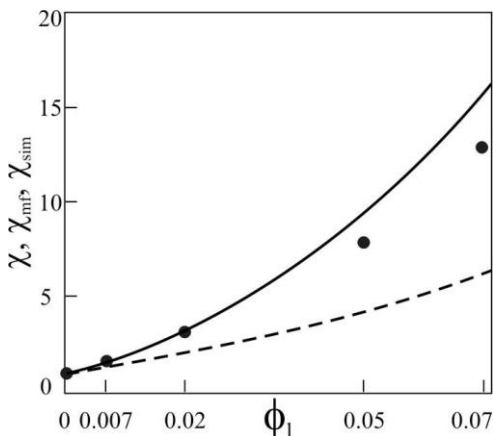


Рис. 2. Начальная восприимчивость как функция объемной доли крупных частиц. Сплошная линия – предсказания построенной модели (χ), пунктирная линия – предсказания ММЭП (χ_{mf}), точки – экспериментальные данные (χ_{sim})

5. Заключение

Построена новая теоретическая модель, обладающая двумя важными свойствами. Во-первых, она является бидисперсной, что служит первым приближением полидисперсности реальных жидкостей. Во-вторых, позволяет проводить расчеты в произвольном магнитном поле, а не только в предельных случаях бесконечно сильного и бесконечно слабого внешних магнитных полей. В работе было проведено сравнение двух теоретических подходов (ММЭП и разработанная модель) с данными компьютерных симуляций. Показано, что присутствие цепочек значительно изменяет поведение магнитной жидкости, особенно в слабых полях. Результаты построенной модели находятся в хорошем согласии с данными компьютерного эксперимента.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. A. F. Pshenichnikov J. Magn. Magn. Mater. 145 (1995) 319.
2. A. O. Ivanov and O. B. Kuznetsova Phys. Rev. E 64 (2001) 041405.
3. V. S. Mendelev and A.O. Ivanov Phys. Rev. E 70 (2004) 051502.
4. A. O. Ivanov and S. S. Kantorovich Phy. Rev. E 70 (2004) 021401-1???
5. Z. Wang and C. Holm Phys. Rev. E 68 (2003) 041401.
6. C. Holm, A. Ivanov, S. Kantorovich and E. Pyanzina Z. Phys. Chem. 220 (2006) 105-115.

МАГНИТОЭЛАСТИЧНЫЙ КОМПОЗИТ – ВСЕ СВОЙСТВА

Степанов Г.В.

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



Степанов Геннадий Владимирович окончил МХТИ им. Д.И.Менделеева в 1983 году. 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 эластомеров, ферроэластов. Научно-исследовательская работа поощрялась грандами правительства США.

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. Прошло уже 8 лет как мы с Никитиным Л.В. из МГУ синтезировали магнитоэластик, очень мягкий магнитный композит и стали называть его по аналогии с известными жесткими магнитоэластиками, мягко – магнитоэластик. 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.

Магнитоэластичный композит создавался как магнитоуправляемый материал, способный реагировать на магнитное поле. Поэтому пер-

вым исследованным свойством было свойство удлиняться в неоднородном магнитном поле. Удлиняется ли МЭ в однородном поле, являлся дискуссионным вопросом. Да, цилиндрический образец удлинялся в магнитном поле, но не значительно, не более чем на 10%, что являлось очень малой величиной по сравнению с деформациями в неоднородном магнитном поле – 100-200%, поэтому на эти деформации по началу не обращали внимание. Однако исследование способности материала деформироваться в однородном поле привело к открытию интересного эффекта характерного для такого типа композита – «эффекта памяти формы в магнитном поле». Было замечено, что образец, помещенный в однородное магнитное поле, практически не деформируется, но, если к образцу приложить внешнее механическое воздействие и сформировать его, то он сохраняет эту, вновь приданную ему форму, т.е. остаётся растянутым, сжатым, скрученным, изогнутым, сплюсненным и т.д. После выключения магнитного поля образец восстанавливает первоначальную форму. Однако исследование области малых деформаций в однородном магнитном поле в дальнейшем было подвергнуто скрупулезному изучению после теоретической работы Райхера-Столбова [18], где рассчитали величину магнитострикционного эффекта цилиндрического образца помещенного в однородное магнитное поле. Для экспериментального образца магнитоэластика с модулем Юнга 40 кПа, эффект удлинения в магнитном поле 0,3 Т составлял 8% а напряжение составляло 4 кПа.

Все синтезированные образцы могут быть изотропными и анизотропными (полимеризованными в магнитном поле). Соответственно их свойства тоже различаются, при чем очень сильно. Так многие исследователи изучая эффект изменения упругости в магнитном поле отмечали, что магнитореологическим материалом может называться только тот материал, который был синтезирован в магнитном поле. По их данным только у такого материала изменяется упругость в магнитном поле, при условии, что направление магнитного поля во время измерения направлено в направлении ориентации частиц в материале при его получении. При направлении поля в перпендикулярном направлении или для изотропного образца эффект практически не проявляется [7-13]. По-видимому это связано с увеличением локальной концентрации магнитных частиц, которые выстраиваются в цепи в магнитном поле в процессе полимеризации композита, и этот эффект высокой концентрации проявляется в случае, когда направление магнитного поля и направление цепей совпадают. Исследования зависимости упругости от концентрации магнитных частиц для обычного изотропного материала показы-

вают, что упругость в магнитном поле возрастает тем больше, чем больше концентрация магнитного наполнителя.

Материал, синтезированный в магнитном поле, характеризуется значительной анизотропией упругости. Так для образца наполненного игольчатым порошком гамма оксида железа модуль упругости Юнга различался в четыре раза при измерении его в перпендикулярных направлениях [6].

Таким образом, для магнитоэластичного композита рассматриваются следующие основные свойства: деформация МЭ в неоднородных магнитных полях в стационарных и динамических режимах, изменение модуля упругости в однородных магнитных полях, деформация МЭ в однородных магнитных полях: магнитострикция и эффект памяти формы, анизотропия упругости для МЭ синтезированного в магнитном поле.

Деформация МЭ-композита (анизотропного) на основе магнетита с модулем Юнга 3 кПа в постоянных и переменных магнитных полях представлена на рис. 1 и 2.

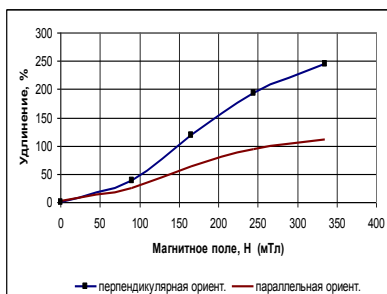


Рис. 1. Зависимость удлинения анизотропного МЭ от величины магнитного поля для двух направлений ориентации образца

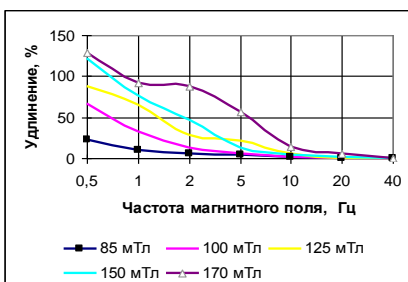
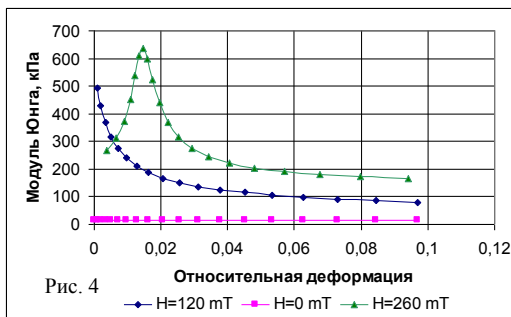
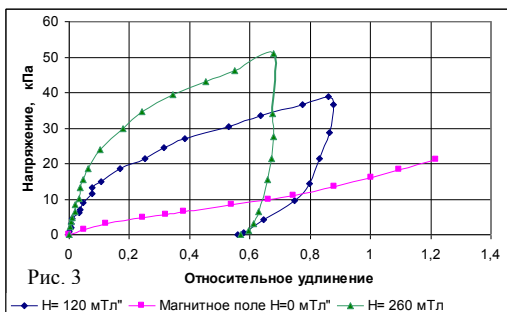


Рис. 2. Зависимость удлинения МЭ от частоты и величины магнитного поля. Анизотропный образец ориент перпендикулярно полю

Как видно из рисунков, величина деформации прямопропорциональна величине магнитного поля (градиенту магнитного поля) и обратно пропорциональна модулю упругости Юнга. Амплитуда деформации уменьшается с увеличением частоты магнитного поля соленоида. В целом можно сказать, что данный тип материала является низкочастотным. По литературным данным для жестких образцов с небольшой деформацией рабочие частотные характеристики могут быть расширены до 500 Гц.

Наибольший интерес среди исследователей МЭ (примерно 80% публикаций) представляет **эффект изменения упругости в магнитном поле**. Изучение упругости исследовали методом растяжения образца в

магнитном поле вдоль и поперек направления магнитного поля, методом сжатия или сдвига в статических и динамических режимах. Последние исследования показали, что при общем эффекте нарастания упругости с увеличением магнитного поля и концентрации магнитного наполнителя, наблюдается эффект максимального увеличения упругости в области малых деформаций образца. На рис. 3 представлены первичные зависимости напряжения в образце магнитоэластика от величины его растяжения без магнитного поля $H=0$ мТл и в магнитном поле.



вышает исходный модуль. Аналогичные результаты получаются при измерении напряжения сдвига в магнитном поле.

Эффект памяти формы в магнитном поле. Как можно было заметить, с данным эффектом мы уже столкнулись на рис. 3. Если прямые нагрузки-разгрузки образца без магнитного поля совпадают, то при разгрузке образца в магнитном поле наблюдается остаточная деформация в размере 60%. При этом остаточная деформация тем выше, чем выше магнитное поле и ниже упругость композита. Качественно эффект памяти формы представлен на рис. 5. Магнитоэластик располагается между полюсов электромагнита (А), после включения магнитного поля

Как видно из графика при одной и той же деформации, напряжение в образце в магнитном поле нарастает значительно быстрее в области малых деформаций (0-5%), чем в дальнейшем. Модуль упругости Юнга был рассчитан на основании рис. 3 как отношение напряжения к относительной деформации. Дифференциальный модуль Юнга в зависимости от величины деформации представлен на рис. 4. Как видно из рисунка исходный модуль для образца равный 16 кПа, в магнитном поле при малых деформациях возрастает до 500 и 600 кПа, что более чем в 30 раз пре-

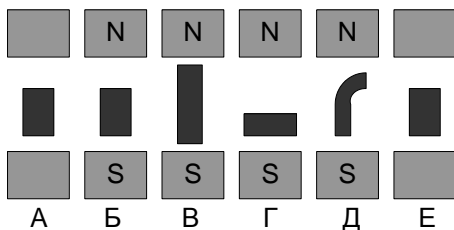


Рис 5. Варианты деформации МЭ в однородном магнитном поле

После выключения магнитного поля образец восстанавливает исходную форму (Е).

Для примера посмотрим количественную зависимость величины остаточной деформации при растяжении образца в магнитном поле и зависи-

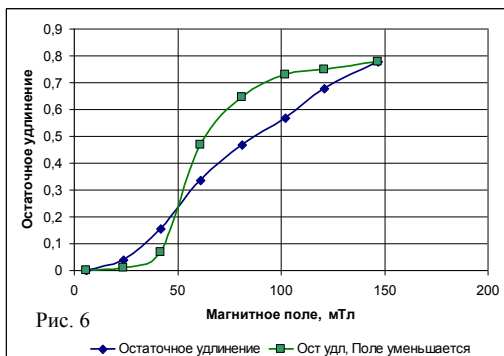


Рис. 6

мость восстановления исходной формы при уменьшении магнитного поля. На рис. 6 показаны две зависимости. Первая – величина остаточной деформации образца при его растяжении в магнитном поле. Образец растягивали до величины деформации 100% и более в магнитном поле, снимали внешнюю нагрузку и регистрировали остаточную деформацию. Как видно из рисунка для образца НТ-75 ($E=16$ кПа) остаточное удлинение в поле 150 мТл составляет 80%, т.е. длина образца в 1,8 раза больше исходной длины. При уменьшении магнитного поля (кривая – Ост. удл. Поле уменьшается) наблюдается восстановление исходного размера по характерной кривой, которая воспроизводится при снижении магнитного поля с любого начального магнитного поля. Таким образом, получены качественные и количественные характеристики эффекта памяти формы.

Магнитострикция или магнитодеформационный эффект в однородном магнитном поле. Теоретическая работа Райхера [18] заставила повнимательнее рассмотреть область небольших деформаций магнитоэластика в однородном магнитном поле. Были изучены зависимости для ряда образцов при возрастании и уменьшении магнитного поля. Деформационная кривая характеризуется значительным гистерезисом, как показано на рис. 7. На рисунке представлены зависимости относительного удлинения двух типов

практически не наблюдается ни какой деформации образца (Б), но если образец внешним воздействием растянуть (В), сжать (Г), изогнуть (Д) и т.д., то образец сохраняет эту новую форму до тех пор, пока находится в од-

нородном магнитном поле. После выключения магнитного поля образец восстанавливает исходную форму (Е).

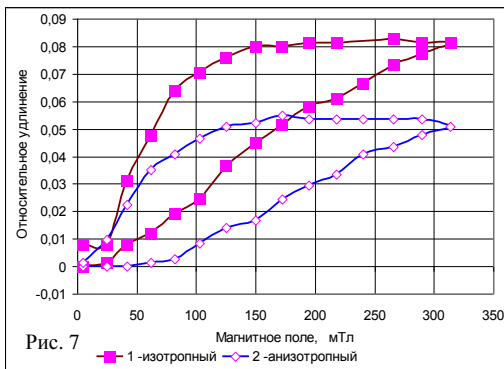


Рис. 7

образцов – изотропного с $E=42$ кПа и анизотропного $E=52$ кПа. Для анизотропного образца поле его ориентации при изготовлении совпадает с направлением поля деформации. Как видно, магнитоэластичный эффект достигает 8%. Механизм деформации образцов объясняется обратимым перемещением магнитных частиц внутри

полимерной матрицы. Для ориентированного обр. 2, эффект меньше, поскольку частицы в образце уже в большей степени выстроены в цепи и их перемещение ограничено. Значительный гистерезис при уменьшении магнитного поля объясняется квадратичной зависимостью силы притяжения намагниченных частиц в магнитном поле. Таким образом, относительно новый материал магнитоэластичный композит, магнитный эластомер обладает большой совокупностью новых интересных свойств и это при довольно узком диапазоне исследованных составов.

Работа представлена на конференцию при поддержке РФФИ 06-01-00723.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. E.F. Levina, el. Russian patent N 2157013/2000.
2. L. Nikitin, K.Kornev L. Mironova, G.V.Stepanov, A Samus Proc. Moscow Int. Sympos. On Magnetism, Moscow, 1999, Pt 2, p. 231.
3. L.V. Nikitin, et al., J.Polymer Science, Ser. A, Vol.43, No.4, 2001, p.443-450.
4. L.Nikitin et al J.Polymer Science, Ser. A, Vol.46, No.3, 2004, p. 498-509.
5. L.V. Nikitin, G.V. Stepanov, L.S. Mironova. JMMM, 272-276 (2004), p. 2072-2073.
6. Степанов Г.В., Горбунов А.И. «Хим. пром. сегодня». 2005, №9, стр.25-32.
7. M. Ginder, M. Nichols, L.D. Elie, W. Sterwart Patent US5816587 (1998).
8. J.M.Ginder, et al., J. Intell. Mater. Sys. Struct. 7, (1996) 613.
9. M.R.Jolly, J.D.Carlson, B.C. Munoz T.A. J. Intell. Mater. Sys. Struct. 7, (1996) p.613.
10. Y. Shen, M.F. Golnaraghi, G.R. J. Intell. Mater. Sys. Struct. Vol.15, (2004), 27-35.
11. G. Bossis, et al., Int. J. Mod. Phys. B, 15, (2001). 564.
12. C. Bellan, G. Bossis, Int. J. Modern Physics B, Vol.16, No17 &18 (2002) 2447-2453.
13. G.Y.Zhou, Z.Y.Yiang., Smart Mater. Struct. 13 (2004) 309-316.
14. M. Zrinyi, J. Gacs, C. Simon. Patent WO 9702580.
15. D. Szabo, G. Szeghy, and M. Zrinyi Macromolecules 1998, 31, 6541-6548.
16. L. Lanotte et al Phys.Rev. B63, 054438 (2001).
17. L. Lanotte et al. ICM 2003, Roma, Italy July 27-August 1, 2003, p.91.
18. Ю.Л. Райхер, О.В. Столбов // Прикл. мех. техн. физ. 2005. №3. С.153.
19. О.В. Столбов, Ю.Л. Райхер, Г.В. Степанов // Труды Международн. школы-симпозиума HMMM-20. 2006. – Москва, МГУ. – С.1065.

ПОРИСТЫЕ МАГНИТНЫЕ СОРБЕНТЫ – НОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ВЫСОКОГРАДИЕНТНОЙ СЕПАРАЦИИ

Федоров О.Л., Скроботова Т.В.

ООО «Агромир»

355004, г. Ставрополь, ул. Б. Хмельницкого, 55. Факс: (8-865)-95-60-99;

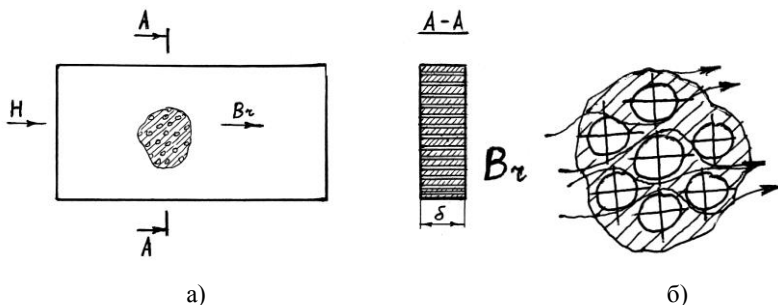
E-mail: agromir @ rambler.ru

СВВАИУ

355017, г. Ставрополь, ул. М. Морозова, 17.

Осадительные (сорбционные) свойства гранулированных насадок, подвергаемых намагничиванию, в значительной мере изучены и освещены в специальной литературе [1-4].

Однако представляет интерес рассмотреть пористые намагничиваемые материалы, которые могут быть перспективными в качестве сорбентов при фильтрации жидких и газообразных сред, содержащих частицы с отличными от несущей среды магнитными свойствами, т.к. в этих материалах возможно создание высокоградиентных магнитных полей, при этом, если необходимо отделять частицы порядка 10^{-6} м, то размер капилляров (пор) в указанных сорбентах должен быть также достаточно мал – порядка 10^{-5} м. Рассмотрим пластину из намагничиваемого материала с намагниченностью μ , имеющую сквозные поры (капилляры) и намагниченную перпендикулярно их направлению (рис. 1):



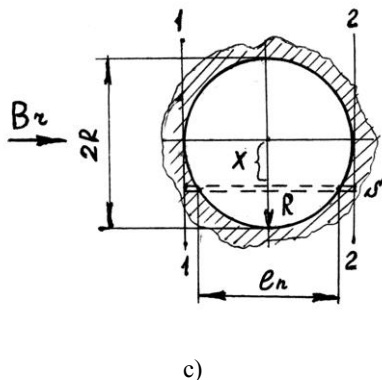


Рис. 1. Схема намагничивания пористой среды: а – пластинка из магнитного материала; б – картина «обтекания» силовыми линиями магнитной индукции капиллярных каналов в поперечном сечении пластины; с – поперечное сечение капиллярного канала

Вектор индукции в пластине «обтекает» пустоты – капилляры по перемычкам между ними, образуя извилистые цепочки магнитных силовых линий сложного профиля – элементарные проводники магнитного потока, формирующие намагничивание всего материала пластины (рис. 1,б).

Рассмотрим характер магнитного потока на произвольном участке 1–2 проходящего через капиллярный канал, полагаем, что плотность расположения капилляров на поверхности пластины такова, что влиянием на конфигурацию магнитного поля в капилляре со стороны соседних капилляров можно пренебречь (рис. 1,с).

Намагниченность указанного участка имеет сложный профиль, что обусловлено уширением перемычки магнитного материала между капиллярами. Величина магнитной проницаемости зависит от радиуса капилляра, а в общем случае от безразмерного относительного радиуса x/R .

Используя данные работ [2, 4], можно рассчитать магнитный поток, положив в основу численное значение индукции, полагая, что слой канала между границами участка имеют прямолинейную форму.

Выделим один из произвольных тонких слоев (рис. 1,с) площадью S между сечениями 1 и 2 и уподобим его квазисплошному однородному (вдоль его длины) с тождественным магнитным сопротивлением соответствующих участков. Можно записать уравнение эквивалентности магнитного сопротивления квазисплошного слоя сумме сопротивлений: участка слоя в теле пластины и участка слоя в пространстве капилляра:

$$2R/\mu_0\tilde{\mu}S = (2R - l_n)/\mu_0\mu S + l_n/\mu_0S, \quad (1)$$

$$\text{где: } l_n/2R = \sqrt{1 - \left(\frac{x}{R}\right)^2};$$

μ – магнитная проницаемость материала пластины;

$\tilde{\mu}$ – магнитная проницаемость произвольного тонкого слоя на расстоянии x от оси капилляра;

R – радиус капилляра.

Отсюда после преобразований получим:

$$\tilde{\mu} = \frac{\mu}{1 + (\mu - 1) \sqrt{1 - \left(\frac{x}{R}\right)^2}} \quad (2)$$

Равенство (2) есть выражение зависимости магнитной проницаемости квазисплошного тонкого слоя от расстояния x или, другими словами, выражение для радиальной эпюры магнитной проницаемости $\tilde{\mu}$ этого слоя.

Расчетные зависимости, описывающие напряженность магнитного поля внутри капилляра можно вывести из равенства двух независимых выражений для элементарного магнитного потока в выделенном слое шириной dx капилляра:

$$d\Phi = \mu_0 \tilde{\mu} H \delta dx \quad (3)$$

$$d\Phi = \mu_0 H^* \delta dx,$$

где δ – толщина пластины.

Из равенств (3) переходим к расчетной зависимости напряженности поля H^* в пространстве внутри капиллярного канала. Поле должно быть симметричным относительно некоторой плоскости проходящей через ось капилляра и параллельной вектору напряженности внешнего магнитного поля H :

$$H^* = \tilde{\mu} H \quad (4)$$

Таким образом, выражение (2) – это по существу относительная напряженность поля:

$$\frac{H^*}{H} = \frac{\mu}{1 + (\mu - 1) \sqrt{1 - \left(\frac{x}{R}\right)^2}} \quad (5)$$

С увеличением проницаемости материала μ относительная напряженность поля повышается, а с уменьшением относительного радиуса капилляра μ уменьшается.

Как показано в [4] для получения магнитных характеристик намагниченной среды с поровыми включениями могут быть взяты те же зависимости, что и для любой намагничивающейся гранулированной среды.

Модуль градиента напряженности генерируемого поля и силовой фактор относительно плоскости симметрии капилляра можно записать в безразмерном виде:

$$\left| \frac{dH^*}{dx} \right| \frac{R}{H} = \frac{\mu(\mu-1) \frac{x}{R}}{\sqrt{1-\left(\frac{x}{R}\right)^2} \left[1+(\mu-1)\sqrt{1-\left(\frac{x}{R}\right)^2} \right]^2} \quad (6)$$

$$\frac{H^*}{H} \left| \frac{dH^*}{dx} \right| \frac{R}{H} = \frac{\mu^2(\mu-1) \frac{x}{R}}{\sqrt{1-\left(\frac{x}{R}\right)^2} \left[1+(\mu-1)\sqrt{1-\left(\frac{x}{R}\right)^2} \right]^3} \quad (7)$$

Выражение для обобщенного силового фактора, учитывающего магнитные свойства осаждающихся частиц, которые могут иметь разные законы изменения магнитной восприимчивости от h (прямой, обратный, постоянная величина), будет иметь вид при $\chi = const$:

$$\chi H^* \left| \frac{dH^*}{dx} \right| = \frac{\chi H^2 \mu^2 (\mu-1) \frac{x}{R}}{R \sqrt{1-\left(\frac{x}{R}\right)^2} \left[1+(\mu-1)\sqrt{1-\left(\frac{x}{R}\right)^2} \right]^3}, \quad (8)$$

где χ – магнитная восприимчивость осаждающейся частицы;

$\underline{H}^* = H^* / 1A/M$; $\underline{H} = H / 1A/M$ – безразмерные величины.

При протекании жидкости или газа через капилляры намагниченного насадка возможность захвата магнитных и слабомагнитных частиц насадкой, т.е. возможность попадания частиц в пределы зон магнитного захвата зависит от ряда конкурирующих сил.

При очистке среды от частиц порядка $0,5-10^{-6}$ м доминирующими силами являются магнитная и стоковская. Тогда условие захвата частиц можно записать в виде:

$$F_M \geq F_C, \quad (9)$$

где $F_M = \frac{\mu_0 \chi W_q H^2 \mu^2 (\mu-1) \frac{x}{R}}{R \sqrt{1-\left(\frac{x}{R}\right)^2} \left[1+(\mu-1)\sqrt{1-\left(\frac{x}{R}\right)^2} \right]^3}$ – магнитная сила действующая

на магнитную или слабомагнитную частицу;

W_q – объем частицы;

$$F_c \approx 55\pi\eta\delta_1 v \left[1 - \left(\frac{x}{R} \right)^2 \right] - \text{гидродинамическая сила, действующая на}$$

частицу в стоксовском приближении;

η – динамическая вязкость среды;

δ_1 – эквивалентный эффективный диаметр частицы;

v – максимальная скорость среды в капилляре (соизмерима со скоростью частицы увлекаемой потоком).

Условие (9) легко раскрывается для частного случая решения – определения границ зоны захвата: зависания частицы в области границ капиллярного канала в плоскости поперечного сечения его.

Получаемые из данного расчета результаты как показано в работе [4] в достаточной мере справедливы и для общего случая магнитного захвата.

Полагая, что $\mu \geq 10$, для диапазона относительных радиусов ка-

пилляра: $0 \leq \frac{x}{R} \leq 0,4$ можно допустить, что: $1 + (\mu - 1) \approx \mu$; $1 - \left(\frac{x}{R} \right)^2 \approx 1$,

тогда относительный радиус захвата:

$$\frac{r^*}{R} = \frac{a_r \eta v R}{\chi \delta_1^2 H^2}, \quad (10)$$

где a_r – расчетный размерный коэффициент радиуса зоны захвата, определяемый экспериментально.

Таким образом, в капилляре будут две области магнитного захвата симметричные относительно плоскости проходящей через ось капилляра и параллельной вектору напряженности намагничивающего поля \mathbf{H} .

Из равенства (10) следует, что при достаточно большом значении напряженности внешнего (намагничивающего) поля относительный радиус захвата будет стремиться к нулю, однако две симметричные зоны захвата никогда не перекрываются, хотя и могут сходиться достаточно близко.

Оценим порядок значений относительной напряженности магнитного поля \underline{H} , необходимой для создания радиуса магнитного захвата $\frac{r^*}{R}$ близко-

го к 10^{-1} , при порядке величин параметров входящих в равенство (10):

$a_r \sim 1$; $\eta \sim 10^{-7}$ кг/м сек. (для воздуха), 10^{-5} кг/м сек. (для воды);

$v \sim 10^{-1}$ м/сек. (для воздуха), 10^{-3} м/сек. (для воды);

$\delta_1 \sim 10^{-6}$ м; $R \sim 10^{-5}$ м; $\chi \sim 10^{-5}$.

Тогда для водяной и воздушной сред $H \geq 10^5$ ($\mathbf{H} \sim 10^2$ кА/м).

Эта величина близка к величине напряженности магнитного поля, создаваемого постоянными магнитами из магнитотвердых материалов в

области своих полюсов (остаточная индукция таких материалов после намагничивания составляет $B_r = 0,5 - 1,2$ Тл).

Отсюда можно заключить, что пористые магнитотвердые материалы имеют перспективу применения в качестве фильтров – магнитных сорбентов для тонкой высокой степени очистки технологических сред особенно от микроскопических слабомагнитных частиц биологической природы [1, 3, 5].

Ниже предлагается конструктивное решение фильтров для очистки технологических сред от микроскопических включений ($\sim 10^{-6}$ м) на основе использования магнитных пористых сред. В качестве последних могут быть использованы: магнитная пористая резина, мелкие шарики из магнитотвердых материалов, измельченная металлическая стружка, мелкодисперсные ферромагнитные порошки.

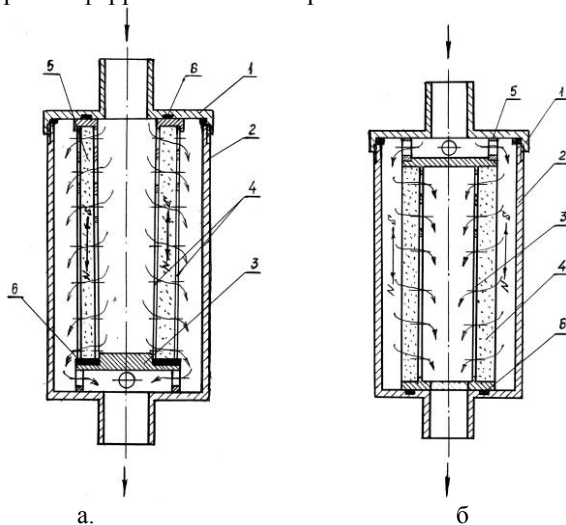


Рис. 2. Конструктивные схемы фильтров с насадками из пористых магнитотвердых материалов: а – с двумя опорными сетками; б – с одной опорной сеткой

Фильтр, показанный на рис. 2,а, состоит из крышки 1, корпуса 2, опоры 3, опорных сеток 4, магнитного сорбента 5 намагниченного в осевом направлении, прокладок 6.

Фильтр на рис. 2,б состоит из крышки 1, корпуса 2, сетки 3, пористой магнитной резины 4 навулканизированной на наружную поверхность сетки 3 и намагниченной в осевом направлении, опоры 5, прокладки 6.

Работа фильтров понятна из рисунков.

Выводы.

Применение пористых намагничиваемых сорбентов из магнито-твердых материалов вместо магнитомягких позволяет избежать использования в конструкции фильтров постоянных магнитов, т.к. магнито-твердые сорбенты, будучи намагниченными, создают за счет остаточной индукции B_r в капиллярах высокоградиентные магнитные поля. Это упрощает конструкцию фильтров, снижает трудоемкость их изготовления при сохранении основных рабочих функций и может быть использовано в практике тонкой очистки различных технологических сред. Указанные материалы имеют перспективу применения в биологической промышленности.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Плявинь Ю.А., Блум Э.Я. и др. Магнитные свойства и магнитная седиментация лемфоцитов // Магнитная гидродинамика. – 1979. – №1. – С.140-142.
2. Мирошников В.А., Озолс Р.Я. Высокоградиентная магнитная сепарация // Магнитная гидродинамика. – 1982. – №4. – С.5-17.
3. Турчинская М.И., Шальгин А.Н. и др. Об оптимальных параметрах прямоточных высокоградиентных магнитных фильтров // Магнитная гидродинамика. – 1988. – №3. – С.109-113.
4. Сандуляк А.В. Магнитно-фильтрационная очистка. – М., 1988. – 127с.
5. Шальгин А.Н., Норина С.Б., Кондорский Е.И. Магнитная восприимчивость и магнитный «захват» клеток // Биофизика. – 1984. – Т.29, вып.5. – С.845-851.

ДИНАМИКА ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ МАТЕРИАЛОВ С МАГНИТНЫМИ СВОЙСТВАМИ ИЗ ЖИДКОЙ ФАЗЫ

Горшенёв В.Н., Сорокина О.Н., Коварский А.Л.

Институт биохимической физики им. Н.М. Эмануэля РАН

119991, г. Москва, ул. Косыгина, 4. Факс (945) 1374101

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

В настоящее время наблюдается резкое увеличение числа публикаций и патентов, связанных с разработкой магнитных материалов. Такой интерес определяется, во-первых, интенсивным развитием нанотехнологий, которые позволяют синтезировать частицы заданного размера, формы и создавать материалы с анизотропными распределениями магнитных частиц. Во-вторых, разнообразием областей применения материалов с магнитными свойствами: создание композиционных материалов для поглощения и экранирования электромагнитного излучения [1, 2]; гидрофобных адсорбционных материалов с магнитными свойствами для решения экологических задач [3], магнитоуправляемых наночастиц для исследований и применений в биологии и медицине [4] и других областях. В свою очередь перспективы применения материалов с магнитными свойствами ускоряют поиск новых экономических и технологических способов их создания. Следует отметить, что особое место в этих исследованиях и разработках отводится наноматериалам в связи с обнаруженным отличием их свойств от свойств материалов, содержащих объемную фазу наполнителя.

Цель работы состояла в получении и исследовании материалов с магнитными свойствами на основе полиакриламидных гидрогелей.

Рассмотрены два подхода к получению гелей с магнитными свойствами. Первый подход основан на диффузии в гели соединений металлов с их последующим восстановлением. Второй подход основан на приготовлении геля в среде магнитной жидкости. В этом случае сначала синтезируется магнитная жидкость по традиционной технологии взаимодействия растворов солей двух- и трёхвалентного железа в водной среде. Методика приготовления эластичного геля сетчатой структуры состояла в растворение акриламида и метиленбисакриламида в магнитной жидкости и введении в раствор инициаторов полимеризации.

Оба подхода позволяют создавать различные распределения наночастиц металлов в геле, а также ориентировать их воздействием внешнего магнитного поля. Полученные после полимеризации гели на основе магнитной жидкости высушивались в магнитном поле и исследовались.

довались методом ферромагнитного резонанса (ФМР). Рассмотрим более подробно предлагаемые методы получения магнитных гидрогелей.

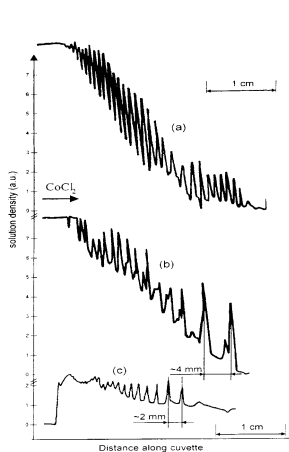


Рис. 1. Диаграммы плотности распределения гидроксида кобальта в полиакриламидном геле. Диффузия CoCl_2 (1M) в гель: а – $\text{pH} = 10.0$, $L = 6$ см, б – $\text{pH} = 8.7$, $L = 6$, с – $\text{pH} = 8.7$,

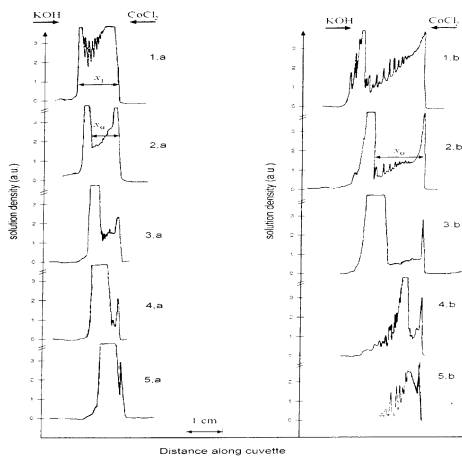


Рис. 2. Диаграммы плотности распределения гидроксида кобальта в полиакриламидном геле. Встречная диффузия KOH (1M) CoCl_2 (1) 1 M, (2) 0.5 M, (3) 0.25 M, (4) 0.1 M, (5) 0.05 M; а – $L=3$ см, б – $L=6$ см

При диффузии хлоридов металлов в полиакриламидный гель, имеющий щелочной характер, образуются структуры с пространственным распределением продуктов реакции [5]. Пример такого распределения приведен на рис. 1. Существование распределения продуктов реакции хлоридов металлов и щелочи объясняются различными значениями коэффициентов диффузии, концентраций реагентов и необходимостью достижения критической величины пересыщения продукта реакции в области осаждения.

При других условиях эксперимента, когда осуществляется встречная диффузия реагентов, разделённых гелем длиной L , сначала возникает первая область осаждения, в которой частицы продукта реакции растут от молекул до кристаллов и далее процесс осаждения протекает до установления стационарной границы осаждения. Направление процесса осаждения (рис. 2) до установления стационарной границы осаждения определяется соотношениями коэффициентов диффузии и концентраций реагентов. Получаемые по такой методике гели, в которых распределены продукты реакций, можно использовать для получе-

ния материалов с магнитными свойствами. Это достигается восстановлением солей металлов.

Гель, содержащий ионы кобальта после обработки в растворе тетрагидробората натрия приобретает магнитные свойства. На рис. 3 приведены спектры (кривые поглощения) (ФМР) в полиакриламидных гелях, содержащих частицы кобальта. Спектр 3а – гидрогель до высушивания, 3б – после высушивания.

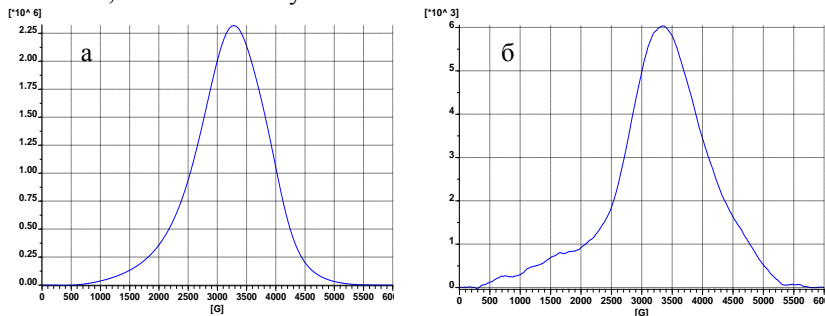


Рис. 3. Сигналы резонансного поглощения кобальта в высушенном (а) и набухшем в воде (б) геле. $T=298\text{ K}$

Наличие спектров ФМР в исследуемых системах свидетельствует о том, что продуктами проведенных химических реакций являются магнитные высокодисперсные частицы. Анализ спектров показывает, что форма, ширина и положение максимума сигнала ФМР различаются для содержащего воду и высушенного образцов. Параметры спектров приведены в таблице 1.

Таблица 1.

Образец	Положение максимума, Гс	Ширина линии, Гс
Содержащий воду	3343	1041
Высушенный	3280	1140

Приготовление гелей на основе магнитной жидкости осуществлялось по двум экспериментальным схемам: в одном случае гель высушивался без воздействия магнитного поля, во втором случае гель высушивался во внешнем магнитном поле. Спектры ФМР образцов гелей, высушенных при комнатной температуре до постоянного веса, приведены на рис. 4.

Из спектров, представленных на рис. 4, следует, что высушивание образца в магнитном поле приводит к нарушению симметрии линии – в

области низких полей проявляется «плечо». Как было показано ранее [6] такое искажение симметрии спектра возникает при образовании линейных или фрактальных агрегатов наночастиц.

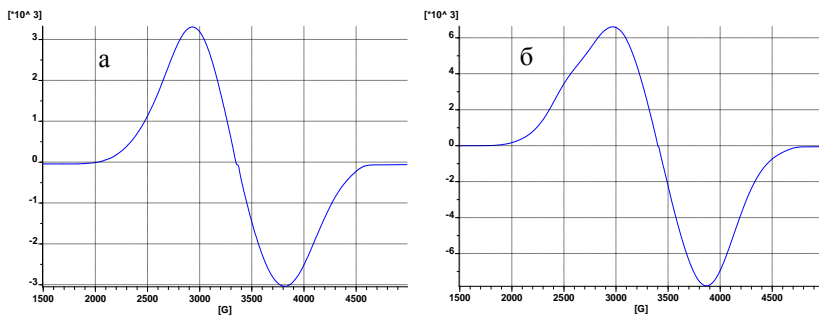


Рис. 4. Спектры ФМР полиакриламидных гелей, содержащих наночастицы магнетита: а – гель высушенный в отсутствии магнитного поля, б – под воздействием магнитного поля, напряженностью ~ 500 Гс, $T = 298$ К

Таким образом, формирование образцов на основе гидрогелей с использованием магнитных полей позволяет получать материалы, обладающие анизотропией магнитных и электрических свойств.

Рассмотренные в работе методы получения гидрогелей с магнитными свойствами были применены для модифицирования пористых материалов, таких как керамические материалы, бумага и другие для придания им магнитных свойств.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. N.V. Gorshenev, S.B. Bibikov, V.N. Spector // *Synthetic Metals*. 86 (1997) 2255-2256
2. N.V. Gorshenev, S.B. Bibikov, V.N. Spector // *Materials Chemistry and Physics*. 74 (2002) 154-159.
3. Горшенев В.Н., Овчинников А.А., Новиков Ю.Н. // *ЖФХ*. Т.75, №6 (2001), с. 1058-1062.
4. Кузнецов А.А. Применение магнитоуправляемых микрочастиц в медицине: Первый симпозиум «Применение биомагнитных носителей в медицине». – Москва, 2002. – С. 3-14.
5. Горшенев В.Н., Ершов Ю.А. Диффузионная кинетика формирования пространственного распределения продуктов жидкофазных реакций // *Журн. физич. химии*. Т.74, №3 (2000), с. 528-536 (Supplement)
6. Ролдугин В.И., Долотов С.В. // *Коллоидный журнал*, Т.66, №3 (2004), с. 1-3.

ВЛИЯНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВАН-ДЕР-ВААЛЬСА НА ФАЗОВОЕ РАССЛОЕНИЕ ФЕРРОКОЛЛОИДОВ

Новак Е.В.

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

E-mail: Ekaterina.Novak@post.usu.ru



Новак Екатерина Владимировна является магистрантом кафедры математической физики математико-механического факультета Уральского государственного университета. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФИ, Министерства образования и науки РФ.

Явление фазового расслоения ферроколлоидов (ФК) впервые было обнаружено около 30-ти лет назад [1, 2]. Это явление аналогично конденсационному фазовому переходу первого рода в молекулярных системах и сопровождается появлением микрокапельных агрегатов. Характерный размер агрегатов составляет 1-5 мкм, они содержат 10^4 - 10^6 частиц, являются жидкими, обладают поверхностью межфазного натяжения и представляют собой сильноконцентрированную ферроколлоидную фазу, взвешенную в виде микрокапель в слабоконцентрированной матрице. В отсутствие магнитного поля в объеме ФК эти агрегаты имеют сферическую форму, которая трансформируется в веретенообразную при наложении магнитного поля. Интенсивное экспериментальное изучение явления в 80-х и 90-х годах позволило выделить три основных фактора, стимулирующих фазовое расслоение ФК: (а) понижение температуры, (б) усиление внешнего магнитного поля, (в) увеличение концентрации электролита в ионно-стабилизированных ФК. Влияние всех этих факторов было рассмотрено в теоретических моделях [3, 4], в которых явление фазового расслоения трактовалось как фазовый переход конденсационного типа, происходящий в системе феррочастиц. Следует отметить одно важное обстоятельство: во всех теоретических работах по фазовому расслоению стерически стабилизированных ФК использовалась модель жидкости «твердых сфер» с магнитными моментами. Другими словами, учитывалось только магнитное диполь-дипольное взаимодействие, а вандерваальсовым притяжением пренебрегалось.

Однако к концу 90-х возникла следующая проблема: компьютерное моделирование жидкости «дипольных твердых сфер» [5-7] не об-

наружило конденсации частиц. При усилении интенсивности диполь-дипольного взаимодействия возникают цепочки феррочастиц, длина и количество которых растет с концентрацией и напряженностью внешнего поля. Наличие цепочечных агрегатов, фактически, делает невозможным расслоение. В компьютерных моделях конденсационный фазовый переход наблюдается только для жидкости Штокмайера [8-11], в которой кроме диполь-дипольного взаимодействия существует еще и достаточно сильное притяжение Леннард-Джонса. Таким образом, применительно к реальным стерически стабилизированным ФК существует противоречие: в экспериментах фазовое расслоение наблюдается; в теоретических моделях это явление предсказывается только за счет действия магнито-дипольных взаимодействий в пренебрежении другими типами межчастичного притяжения; в компьютерных моделях данный эффект отсутствует, если предполагается наличие только магнито-дипольных сил.

В настоящей работе предлагается объяснение описанного противоречия. В центре внимания оказывается ван-дер-ваальсовое притяжение, которым традиционно пренебрегается в физике ФК. Причина последнего заключается в том, что ван-дер-ваальсово взаимодействие

$$U_w(r) = -\frac{A}{12} \left(\frac{d_s^2}{r^2} + \frac{d_s^2}{r^2 - d_s^2} + 2 \ln \frac{r^2 - d_s^2}{r^2} \right) \quad (1)$$

за счет наличия стерических слоев на поверхностях твердых металлических феррочастиц (d_s – диаметр твердого зерна феррочастицы, A – постоянная Гамакера, r – расстояние между центрами сферических феррочастиц) рассматривается в дальнедействующем разложении

$$U_w(r) \approx -\frac{A}{36} \left(\frac{d_s}{r} \right)^6 \quad (2)$$

Для типичных принимаемых значений параметров ($d_s = 10$ нм, толщина стерической оболочки $l = 2$ нм, $A = 3 \cdot 10^{-19}$ Дж) из выражения (2) следует значение контактной энергии $|U_w(r = d_s + 2l)| = 0.0037 \cdot A \approx 10^{-21}$ Дж, которое оказывается значительно меньше тепловой энергии кТ (при комнатных температурах $4 \cdot 10^{-21}$ Дж). Из этих оценок делается вывод о слабом влиянии ван-дер-ваальсова притяжения в ФК. В действительности для тех же параметров выражение (1) дает в три раза большее значение контак-

ной энергии $|U_w(r = d_s + 2l)| = 0.01 \cdot A \approx 3 \cdot 10^{-21}$ Дж, сравнимое с тепловой энергией. Причем для крупных частиц контактная энергия вандер-ваальсового взаимодействия начинает превышать тепловую энергию. Поэтому модель ФК, призванная описать закономерности фазового расслоения, обязательно должна учитывать ван-дер-ваальсовое притяжение и полидисперсность феррочастиц.

Таким образом, была разработана математическая модель системы «дипольных мягких сфер» основанная на статистико-термодинамическом подходе. Главное достоинство модели в том, что она легко обобщается на полидисперсные системы и позволяет включать в себя различные типы межчастичного взаимодействия (например, упругое отталкивание стерических слоев и/или взаимодействие двойных электрических слоев).

Для проверки адекватности предложенной модели были использованы данные компьютерных экспериментов по конденсации газа Штокмайера, частицы которого взаимодействуют друг с другом посредством диполь-дипольного потенциала

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

и потенциала Леннард-Джонса:

$$U_{LJ} = -4\varepsilon_{LJ} \left[\left(\frac{\sigma}{r} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r} \right)^6 \right] \quad (4)$$

где ε_{LJ} – глубина потенциальной ямы; σ – характерный размер частиц.

В таблице 1 приведены значения для критической точки газа Штокмайера в сравнении с данными компьютерного моделирования [8-11] (в скобках приведена численная ошибка в последней значащей цифре). Используются традиционные обозначения: безразмерный магнитный момент частицы μ , безразмерное магнитное поле H^* , безразмерная температура T_c^* , безразмерная плотность ρ . Видно, что представленная модель весьма точно описывает критическую температуру и критическую концентрацию для небольших значений магнитных моментов частиц, в том числе наблюдается хорошее соответствие в магнитном поле. С ростом значения магнитного момента модель завышает значения критической температуры, т.е. переоценивает влияние диполь-дипольного взаимодействия.

Таблица 1

Параметры критической точки для газа Штокмайера в сравнении с данными компьютерного моделирования [8-11].

μ	H^*	T_c^* комп.	T_c^* теор.	ρ_c комп.	ρ_c теор.
0	0	1.316(6)	1.306	0.304(6)	0.274
1	0	1.41(1)	1.409	0.30(1)	0.276
1	1	1.44(1)	1.428	0.32(1)	0.276
1	2	1.49(1)	1.471	0.33(1)	0.277
1	3	1.51(1)	1.517	0.32(1)	0.278
$\sqrt{2}$	0	1.60(1)	1.669	0.31(1)	0.279
$\sqrt{3}$	0	1.82(1)	2.016	0.312(9)	0.288

Фазовая диаграмма жидкости Штокмайера в отсутствии магнитного поля представлена на рис. 1 в координатах: безразмерная температура – безразмерная плотность. Анализ показал, что представленная модель очень точно описывает слабоконцентрированную (левую) ветку фазовой диаграммы, для правой ветки наблюдается некоторое расхождение с компьютерными данными. Последнее является вполне предсказуемым, поскольку простейшая модель содержит поправку на межчастичное притяжение только низшего порядка по концентрации. Рисунки 2 и 3 демонстрируют характерные предсказания модели для фазовой диаграммы бинарной смеси жидкостей Штокмайера. Используются данные компьютерного моделирования [12] в отсутствии магнитного поля для системы, в которой диаметры и энергии Леннард-Джонса одинаковы для обеих фракций, а магнитные моменты равны $\mu_1 = 0$, $\mu_2 = \sqrt{2}$. На рис. 2 представлены фазовые диаграммы в плоскости: безразмерное давление – общая безразмерная концентрация, при различных безразмерных температурах. Распределение частиц фракций между слабо и сильно концентрированными фазами показано на рис. 3, где ν_1 есть молярная доля частиц фракции 1. Правые (нижние) ветки фазовой диаграммы соответствуют слабоконцентрированной фазе (левые ветки) на рис. 2. Поскольку частицы фракции 2 дополнительно притягиваются друг к другу магнито-дипольными силами, сильноконцентрированная фаза оказывается обогащенной этими частицами, в то время как слабоконцентрированная фаза содержит больше частиц фракции 1.

В целом можно сказать, что рассматриваемая простая модель достаточно точно описывает фазовые диаграммы жидкости Штокмайера, что дает основание для ее использования для предсказания условий фазового расслоения реальных ФК.

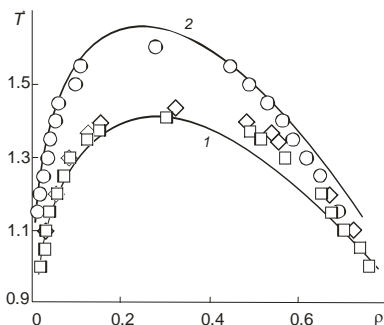


Рис. 1. Фазовая диаграмма жидкости Штокмайера в отсутствии магнитного поля в координатах: безразмерная температура – безразмерная плотность. Кривые – рассматриваемая модель для $\mu = 1$ (1) и $\sqrt{2}$ (2). Точками обозначены данные компьютерного моделирования: $\mu = 1$ (квадраты [8], ромбы [10]) и $\sqrt{2}$ (круги [10])

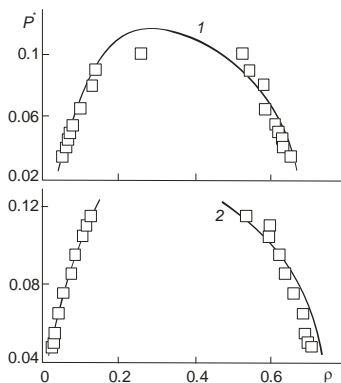


Рис. 2. Фазовая диаграмма бинарной смеси жидкостей Штокмайера для температур $T^* = 1.25$ (1) и 1.35 (2) в плоскости: безразмерное давление – общая безразмерная концентрация. Точки – данные компьютерного моделирования [12], кривые – рассматриваемая модель

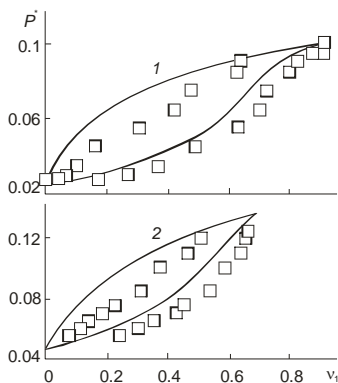


Рис. 3. Фазовая диаграмма бинарной смеси жидкостей Штокмайера в плоскости: безразмерное давление – молярная доля частиц фракции 1. Кривые и точки соответствуют рис. 2

Приведенные результаты показывают, что роль ван-дер-ваальсовых сил весьма велика для корректной оценки условий фазового расслоения ФК.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 04-02-16078), ИНТАС (грант № 03-51-6064).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. C.F. Hayes, J. Colloid Interface Sci. 52 (1975) P.239.
2. E.A. Petersen, A.A. Krueger, J. Colloid Interface Sci. 62 (1977) P.24.
3. Цеберс А.О. // Магнит. гидродинамика. – 1982. – С. 42.
4. Иванов А.О. // Коллоид. журн. – 1997. – Т. 59. С. 482.
5. Wei D., Patey G.N. // Phys. Rev. Lett. – 1992. – V. 68. – P. 2043.
6. Weis J.J., Levesque D. // Phys. Rev. Lett. – 1993. – V. 71. – P. 2729.
7. Wang Z., Holm C. // Phys. Rev. E. – 2003. – V. 68. – P. 041401.
8. van Leeuwen M.E., Smit B., Hendriks E.M. // Mol. Phys. – 1993. – V. 78. – P. 271.
9. van Leeuwen M.E. // Mol. Phys. – 1994. – V. 82. – P. 383.
10. Stevens M.J., Grest G.S. // Phys. Rev. E. – 1995. – V. 51. – P. 5962.
11. Stevens M.J., Grest G.S. // Phys. Rev. E. – 1995. – V. 51. – P. 5976.
12. Gao G.T., Woller J.B., Zeng X.C., Wang W. // J. Phys.: Condens. Matter. – 1997. – V. 9. – P. 3349.

РАЗРАБОТКА МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ СМАЗОК

Лапочкин А.И., Сабуров И.Е.

Ивановский государственный энергетический университет
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34. Факс (4932)385701;

E-mail:office@polytech.ivanovo.ru



Лапочкин Александр Иванович окончил Ивановский Энергетический институт в 1979 году. В 2002 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме «Разработка и исследование мелкомодульных зубчатых передач и малогабаритных подшипников качения с магнито-жидкостной смазкой. Имеет 18 научных публикаций, в том числе 10 статей, 8 авторских свидетельств на изобретение. В настоящее время является доцентом Ивановского государственно-энергетического университета.



Сабуров Игорь Евгеньевич окончил Ивановский государственный энергетический университет в 1994 году. В 2001 году 2002 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме «Исследование и разработка магнито-жидкостного датчика угла наклона с постоянными магнитами». Имеет 11 научных публикаций, в том числе 3 статьи. В настоящее время является старшим преподавателем Ивановского государственного энергетического университета.

Для смазывания современных узлов трения обычно используются два типа смазок – это пластичные смазки и жидкие масла. Твердые смазки встречаются значительно реже и применяются только в специальных устройствах. При использовании жидких масел необходим либо картер с некоторым объемом масла, либо насосная станция, позволяющая подавать масло под давлением. Такое устройство имеет значительный вес и потребляет много энергии. Кроме этого, такие узлы работают только в условиях земного притяжения.

Пластичные смазки имеют существенный недостаток. Они выдавливаются из зоны трения, и смазка производится либо силами поверхностного натяжения, либо периодическим добавлением пластичной смазки в узел трения.

В шестидесятые годы прошлого века появился новый вид материалов – магнитные жидкости. Это жидкости, полученные в области физической химии, представляют собой коллоидные растворы с частицами магнитной фазы однодоменного размера, обладающие постоянным магнитным моментом. Броуновское движение не дает частицам

осаждаться. Для предотвращения коагуляции (слипания) поверхность частиц покрывается слоем поверхностно-активного вещества.

Смазка, обладающая свойствами магнитной жидкости, будет оказывать противодействие гравитационной и центробежной силам. Магнитное поле может быть сформировано таким образом, что магнито-жидкостная смазка, созданная на базе магнитной жидкости, будет находиться в зоне трения или около её. При этом будет создаваться своеобразный «картер», удерживающий её. На остальных поверхностях трения магнито-жидкостная смазка будет удерживаться за счет полей рассеивания. Таким образом, узел трения может смазываться меньшим количеством смазки, и она будет управляться магнитным полем.

Наличие твердых частиц магнитной фазы в магнито-жидкостной смазке такого размера не могут привести к заклиниванию узла трения, так как размер этих частиц значительно меньше условия заклинивания узла трения и их можно использовать как смазку в подшипниках качения и зубчатых передачах. Кроме этого, из литературы известно, что частицы не будут оказывать абразивного действия на пары трения, так как размер этих частиц значительно меньше того размера, при котором начинают происходить процессы микрорезания.

Предварительные исследования по применению магнито-жидкостных смазок, состоящих из жидкости-носителя, магнитных частиц, изготовленных из магнетита, и поверхностно-активного вещества (ПАВ), показали, что смазочные свойства магнито-жидкостных смазок в основном зависят от смазочных свойств жидкости-носителя. Из всех жидкостей-носителей наименьший коэффициент трения показала кремнийорганическая жидкость ПЭС-5. Остальные носители, такие как ПЭС-4, ПЭС-В-2, ПЭФ-240, имели коэффициент трения выше. Особенно высок он был при применении магнито-жидкостной смазки на фторорганической жидкости ПЭФ-240 (примерно в два раза). Испытания проводились на роликовой машине трения по схеме ролик-ролик, которая моделировала работу зубчатого зацепления у вершины и основания зуба, где имеет место трение качения с проскальзыванием.

Величина магнитного поля также оказывает влияние на параметры трения. Оптимальная величина магнитного поля позволяет не только уменьшить коэффициент трения примерно на 5-10%, но и значительно увеличить ресурс работы пар трения. При одноразовой смазке роликов ресурс работы увеличивался более чем в 5 раз по сравнению со временем работы без наложения магнитного поля.

Другим весьма эффективным путем увеличения работоспособности пары трения с магнито-жидкостной смазкой является введение в них различных присадок и добавок. Такой путь является весьма перспектив-

ным. Однако необходимо помнить о том, что введение присадок и добавок не должно повлиять на коллоидальную устойчивость магнитожидкостных смазок. Одной из присадок был выбран мелкодисперсный графит, который является инертным веществом. Эта присадка широко применяется для смазки как в подшипниках качения, так и при смазке зубчатых колес. Введение графита не изменило коллоидальную стабильность магнитожидкостной смазки, но повлекло увеличение вязкости полученной смазки. В качестве второй присадки была выбрана смесь солей – 1% BaC_2O_4 +1% $\text{Cu}(\text{COOH})_2$. Как и в первом случае, произошло увеличение вязкости смазки, но оно было незначительным. Коллоидальная стабильность не ухудшилась.

Испытания, проведенные на роликовой машине трения, показали следующее:

Добавление графита в магнитожидкостную смазку не увеличило времени работы пар трения до заедания. Момент трения при использовании магнитожидкостной смазки с добавлением графита и без него были одинаковы.

Введение смеси солей 1% BaC_2O_4 +1% $\text{Cu}(\text{COOH})_2$ позволило снизить потери на трение на 5-7%.

Все вышесказанное позволяет предположить, что улучшение смазочных свойств магнитожидкостных смазок возможно несколькими путями, а именно:

Подбор жидкости-носителя с высокими смазочными способностями.

Введение высокоэффективных присадок, не ухудшающих коллоидальную стабильность магнитожидкостных смазок.

Применение магнитных систем, позволяющих удерживать магнитожидкостные смазки не только вблизи зоны трения, но и на поверхностях, которые в данный момент не имеют фрикционного контакта. Магнитная система должна также генерировать магнитное поле оптимальной величины для данного узла трения.

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

АКУСТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ РЕАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

**Полунин В.М., Коварда В.В., Карпова Г.В.,
Михайлова Ю.Ю., Рослякова Л.И., Чистяков М.В.**

Курский государственный технический университет
305040, г. Курск, ул. 50 лет Октября, 94. Tel. (0712) 51-65-64;

Е-mail: polunin-vm1@yandex.ru



Полунин Вячеслав Михайлович окончил физический факультет ЛГУ. С 1974 г. по настоящее время работает в КГТУ, 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 учено звание профессор кафедры физики. Автор более 194 научных публикаций, под его руководством защитили кандидатские диссертации 10 аспирантов. Является зам. Председателя диссертационного совета, Председатель регионального отделения РАО.



Коварда Владимир Васильевич старший преподаватель кафедры физики КурскГТУ. Имеет 25 научных публикаций. Член регионального отделения РАО. В 2005 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук.



Михайлова Юлия Юрьевна окончила физико-математический факультет Курского государственного университета. С 2003 года аспирант кафедры физики КурскГТУ. Соавтор 17 научных публикаций. Член регионального отделения РАО.



Чистяков Михаил Владимирович окончил инженерно-строительный факультет Курского государственного технического университета в 2002 г. В 2006 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Имеет 14 научных публикаций по акустическим свойствам магнитных жидкостей.



Карпова Галина Вячеславовна окончила физико-математический факультет Курского педагогического университета в 1996 г. Защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук 9.04.03 г. по теме: «Исследование диссипации энергии в колебательной системе с магнито-жидкостным инертно-вязким элементом». В настоящее время работает старшим преподавателем на кафедре физики КурскГТУ, является соавтором 35 научных публикаций.



Рослякова Людмила Ивановна физический факультет ХГУ. Кандидат физико-математических наук. В настоящее время является доцентом кафедры физики Курского государственного технического университета и Ученым секретарем Диссертационного совета. Имеет 47 научных публикаций.

В сообщении представлены результаты изучения влияния параметров магнитной жидкости (МЖ) на прочностные свойства разрывной магнитожидкостной мембраны (МЖМ), измерения частоты и коэффициента затухания колебаний в колебательной системе с магнитожидкостным элементом и установлены частотная и полевая зависимость эффективной вязкости магнитных коллоидов, исследования эволюции структуры магнитной жидкости при длительном воздействии магнитного поля на основе методов ультразвуки.

Магнитожидкостная мембрана представляет собой каплю магнитного коллоида, перекрывающую сечение стеклянной трубки благодаря стабилизирующему действию неоднородного магнитного поля коаксиально расположенного кольцевого магнита [1]. При наличии в трубке доньшка магнитожидкостная перемычка изолирует находящуюся под ней воздушную полость.

Прочностные свойства магнитожидкостной мембраны в первую очередь характеризуются критическим перепадом давления P_{k1} , при котором происходит первый разрыв МЖМ [2]. Рассматривая термодинамический процесс, протекающий при сжатии изолированной газовой полости, можем получить выражение для P_{k1} :

$$P_{k1} = \frac{\gamma P_0 \Gamma}{h_0 - \gamma \Gamma}, \quad (1)$$

где P_0 – начальное (атмосферное) давление, h_0 – начальная высота изолированного воздушного столба, Γ – расстояние между начальным и первым смещённым положениями равновесия, определяемое по катетометру с точностью 0,005 мм. Данные величины находят опытным путем при помощи экспериментальной установки, описание которой приведено в работе [3].

Величина γ в формуле (1) определяется выражением $\gamma = k_p / (k_p + k_g)$, где k_p и k_g – коэффициенты пондеромоторной и газовой упругости соответственно.

Для определения коэффициента пондеромоторной упругости использовалась колба объёмом 500 мл, в горлышко которой герметично вставлена стеклянная трубка длиной 122 мм внутренним диаметром 13,3 мм. МЖМ образуется заливкой МЖ «сверху» в область максимального магнитного поля с помощью мерной трубки. Объём заливаемой МЖ – 2 мл. Коэффициент упругости пондеромоторного типа определяется из выражения:

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k_g + k_p}{m}},$$

где m – масса МЖМ. Погрешность измерения частоты указанным методом находится в пределах 5%.

Результаты эксперимента для $h_0=160$ мм приведены в таблице 1.

Таблица 1

МЖ	ρ , кг/м ³	ν , Гц	k_g , Н/м	k_p , Н/м	L , мм	P_{kl} , Па	P'_{kl} , Па
1	1587	27,58	92,49	91,11	2,44	771	562
2	1607	24,52	92,49	72,09	2,56	715	579

Для подтверждения полученных выше значений P_{kl} был проведен эксперимент, в котором газовая полость изолировалась в верхней части трубы внутреннего диаметра 13,3 мм МЖМ, а со стороны нижнего открытого конца – дистиллированной водой. Перепад давления создавался путём погружения нижнего конца трубки в ёмкость с дистиллированной водой на глубину h_f , при этом перед самым разрывом МЖМ внутри трубки водяной столб поднимался на высоту h_l , считая от нижнего края трубки. Таким образом, критический перепад давления P'_{kl} определяется выражением:

$$P'_{kl} = \rho g (h_f - h_l), \quad (2)$$

где ρ – плотность дистиллированной воды в ёмкости. Численные значения P'_{kl} приведены в таблице 1. Доверительный интервал для МЖ с плотностью 1587 кг/м³ $P'_{kl} \in [536; 587]$ Па, а для МЖ с плотностью 1607 кг/м³ $P'_{kl} \in [573; 586]$ Па.

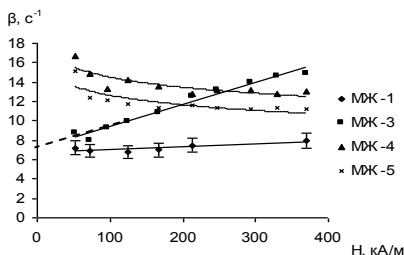
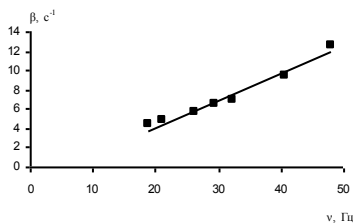
Как видно из таблицы 1 данные для критического перепада давления P_{kl} и P'_{kl} отличаются. Заметим, что используемая модель пондеромоторной упругости не учитывает реологические свойства МЖМ, т.е. особенности течения вязкой МЖ при перемещении перемычки и изменении формы ее свободной поверхности в магнитном поле, в итоге, не учитывает релаксационный характер упругости. По-видимому, поэтому опыты по определению критического перепада давления путем прямых измерений приводят к меньшим значениям этого параметра.

В эксперименте по определению частоты и коэффициента затухания колебаний магнитожидкостного элемента использовались образцы керосиновых магнитных жидкостей, физические характеристики которых приведены в таблице 2 (ρ – плотность магнитного коллоида, M_s – намагниченность насыщения, χ – начальная магнитная восприимчивость, η_s – сдвиговая вязкость, ϕ – объемная концентрация твердой фазы). Все параметры получены при $T = 20^\circ\text{C}$. Магнитный коллоид МЖ-5 был предоставлен для исследований СКТБ «Полус».

Измерение колебательных параметров проводилось на установке, описание которой приведено в работе [4]. На рис. 1 представлена зависимость коэффициента затухания колебаний β от напряженности магнитного поля H при подвеске столбика МЖ между полюсами электромагнита. На рис. 2 представлена аппроксимированная прямая экспериментальной зависимости $\beta(\nu)$ для МЖ-3, полученной при стабилизации положения равновесия столбика МЖ кольцевым магнитом.

Таблица 2

образец	ρ , кг/м ³	M_s , кА/м	χ	φ , %	η_s , Па·с
МЖ-1	1345	-	-	8,8	$3,1 \cdot 10^{-3}$
МЖ-2	1294	52	6,3	7,3	$3,9 \cdot 10^{-3}$
МЖ-3	1294	52	6,3	7,3	$3,5 \cdot 10^{-3}$
МЖ-4	1499	60	7,5	10,2	$8,1 \cdot 10^{-3}$
МЖ-5	1500	60	-	10,2	$12,0 \cdot 10^{-3}$
МЖ-6	1300	50	7,5	11,9	$22,7 \cdot 10^{-3}$


 Рис. 1. Зависимость $\beta(H)$

 Рис. 2. Зависимость $\beta(\nu)$ для МЖ-3

Для оценки вклада в диссипацию упругой энергии механизма межфазного теплообмена был поставлен специальный эксперимент, в котором используются методики наращивания площади межфазной поверхности и полного исключения данного механизма. Полученные данные подтвердили результаты расчета по теоретической модели [5].

На основании полученных данных был сделан вывод, что в условиях эксперимента на величину коэффициента затухания β не оказывает влияние процесс межфазного теплообмена, преобладающую роль в диссипации упругой энергии играет механизм вязкого трения.

Если длина окружности, охватывающей боковую поверхность жидкого столбика, существенно больше длины вязкой волны λ , то коэффициент затухания находится по формуле Гельмгольца [6]. Исходя из полученных экспериментальных данных, рассчитывается «эффективная вязкость»:

$$\eta_{эфф} = \frac{\rho d^2}{4\pi\nu} \beta^2. \quad (3)$$

При малых значениях диаметра трубки d и частоты колебаний ν , когда выполняется условие $\pi d < 2\lambda$, коэффициент затухания колебаний рассчитывается по формуле Пуазейля [6].

На рис. 3 представлена зависимость коэффициента затухания β от частоты колебаний ν , а также теоретические зависимости $\beta(\nu)$, полученные по формуле Гельмгольца (сплошная линия) и по формуле Пуазейля для инфразвукового диапазона (пунктирная линия).

На рис. 4 представлена зависимость $\ln\beta(\ln\nu)$ для МЖ-3 (пунктир) и МЖ-1 (сплошная линия) по данным эксперимента, в котором столбик жидкости опирается на воздушную полость различной высоты, а стабилизация положения равновесия обеспечивается полем кольцевого магнита. Зависимость коэффициента затухания от частоты близка к пропорциональной, т.е. $\beta \sim \nu$, в то время как согласно классической теории $\beta \sim \sqrt{\nu}$, что обусловлено возрастанием эффективной вязкости с частотой.

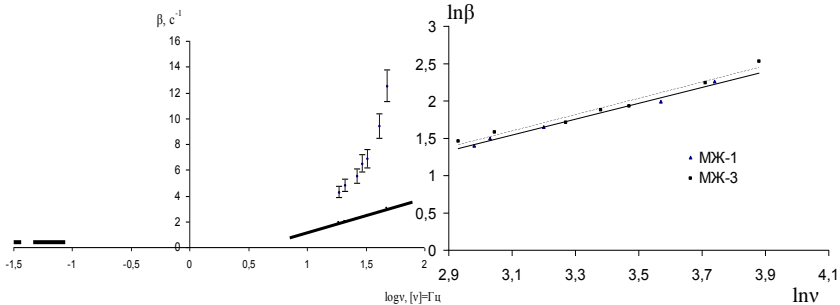


Рис. 3. Зависимость $\beta(\nu)$ в полулогарифмическом масштабе для МЖ-3

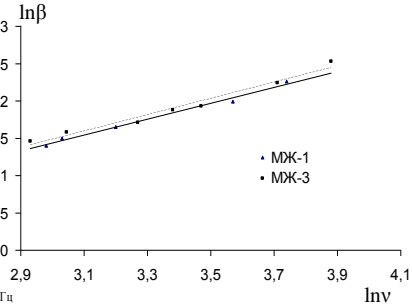


Рис. 4. Зависимость $\ln\beta(\ln\nu)$

Таким образом, можно высказать предположение, что «сверхклассическое» затухание колебаний в исследуемой системе (рис. 3) со специфической зависимостью от частоты колебаний (рис. 4) и напряженности магнитного поля (рис. 1), связано с запаздывающим относительно вязкой жидкости-носителя движением агрегатов из феррочастиц в пределах глубины проникновения вязкой волны.

Для исследования эволюции структуры МЖ, использовались две методики, в основу которых положено измерение приращения коэффициента поглощения ультразвуковых волн на частоте 6 МГц [7] и амплитуды акустомагнитного эффекта (АМЭ) в диапазоне 10-70 кГц [8] при длительном воздействии на МЖ магнитного поля.

Эксперимент по получению временной зависимости относительной амплитуды АМЭ от длительности воздействия магнитного поля проводился с учетом оптимальных условий в два этапа (рис. 5).

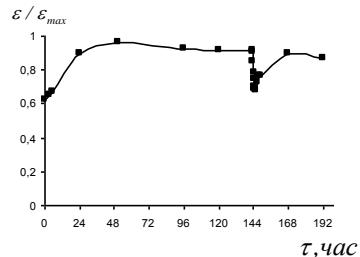


Рис. 5. Зависимость $\epsilon/\epsilon_{\max}(\tau)$ для МЖ-6

На первом этапе (до поворота вектора \vec{H}) производится установка МЖ в поперечное магнитное поле. В ходе эксперимента за время $\tau \approx 48$ час. для МЖ-6 в исследуемом участке магнитожидкостного столбика наблюдается возрастание амплитуды АМЭ $\sim 30\%$ в сравнении с первоначальным значением, далее в течение более длительного времени $\tau \approx 70-90$ час. уровень амплитуды стабилизируется с незначительным понижением. На втором этапе – спустя $\tau \approx 150$ час. с момента начала эксперимента после резкого поворота магнитного поля на 180° на кривой $\varepsilon / \varepsilon_{max}(\tau)$ появляется «провал», соответствующий уменьшению амплитуды АМЭ $\sim 20-30\%$, после чего происходит возрастание амплитуды до предыдущего уровня.

Из анализа данных изменения амплитуды принимаемого сигнала, полученных в результате акустического зондирования МЖ на основе импульсной методики в работе [7] и данных исследований амплитуды АМЭ следует, что в обоих случаях время образования структуры составляет несколько суток и наблюдается сходство времен перестройки структуры для МЖ - 6.

С указанными результатами находится в качественном согласии следующий вероятный механизм: в исходном образце имеется некоторое количество кластеров (рис. 6) из феррочастиц.

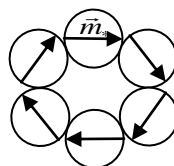


Рис. 6. Модель кластера

Устойчивость кластера обеспечивается межчастичным диполь-дипольным взаимодействием, характеризуемым

константой «спаривания»:
$$P = \frac{\mu_0 m_*^2}{d_{ij}^3 k_0 T}$$
 . При включении магнитного поля

связь между частицами ослабляется за счет появления «внутрикластерного разрывающего напряжения», обусловленного действием на феррочастицу вращательного момента и увеличения магнитной энергии на $\sim \mu_0 m_w H$. По-видимому, это напряжение частично компенсируется напряжением «зацепления» стабилизирующих оболочек. Происходит разрыв наименее прочных кластеров, т.к. константа «спаривания» принимает новое числовое значение для данной температуры. Образование цепочечных агрегатов приводит к увеличению амплитуды АМЭ. Постепенно вновь образованные цепочки выстраиваются по полю, что приводит к стабилизации и последующему незначительному уменьшению амплитуды. При резком повороте магнита на 180° цепочки, преодолевая силы вязкого трения, не успевают следовать за полем, что приводит к появлению «провала» на кривой $\varepsilon / \varepsilon_{max}(\tau)$ (рис. 5).

В выводах работы [7] высказывалось предположение, что изменение формы ультразвукового импульса (частота заполнения 6 МГц), является следствием самомодуляции волны при распространении в среде с нелинейностью и дисперсией [9].

Предлагаемый механизм структурных перестроек позволяет качественно описать появление резонансной дисперсии. При распространении в МЖ звуковой волны, в тех местах, где жидкость испытывает растяжение, цепочки феррочастиц должны ориентироваться преимущественно в направлении волнового вектора, а в областях сжатия – в поперечном направлении. Жесткая магнитная цепочка совершает вращательные колебания около направления внешнего магнитного поля \vec{H}_0 (рис. 7). Резонансная частота данной колебательной системы $\nu_{рез}$:

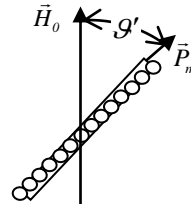


Рис. 7. Схема магнитной цепочки

$$\nu_{рез} = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{\sqrt{12\mu_0}}{2\pi \cdot N_{ч} \cdot d_{ч}} \cdot \sqrt{\frac{M_S H_0}{\rho_{ц}}}$$

Если $N_{ч} = 12$, то $\nu_{рез} \approx 6$ МГц, а $l_{ц} = 15 \cdot 12 = 180$ нм.

С полученными данными и результатами известных модельных расчетов согласуется предположение о существовании специфических механизмов перестройки структуры в ненасыщающем магнитном поле в исследованных МЖ, которым свойственны большие времена перехода структуры в равновесное состояние (разрыв кластеров их распрямление и выстраивание по полю; объединение мелких цепочек в более крупные, состоящие из 10÷15 феррочастиц; уплотнение цепочек при соответствующем уменьшении их гибкости).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Rosensweig R.E. Ferrohydrodynamics. – Cambridge: Univ. Press, 1985. – 344 p.
2. Патент РФ №2273002. Дозатор газа / Н.С. Кобелев, В.М. Полунин, Г.В. Карпова [и др.]; № 2004110653/28; заявл. 07.04.2004; опубл. 27.03.2006. Бюл. № 9.
3. Kameneva Ju. Ju., Kovarda V.V., Polunin V.M., Zubarev E.K. Kinetic properties of the magnetic fluid membrane // Magnetohydrodynamics. – 2005. – V. 41. – № 1. – P. 87-93.
4. Полунин В.М., Каменева Ю.Ю., Коварда В.В., Беседин А.Г., Карпова Г.В., Чистяков М.В. Исследование вибрационных и звуковых колебаний в магнитной жидкости, заполняющей трубу // Сб. тр. 16-ой сессии Российского акуст. общества. Т. 1. – М.: ГЕОС, 2005. – С. 37-40.
5. Чабан И.А. О затухании колебаний газового пузырька в жидкости связанном с теплообменом // Акустический журнал. – 1989. – Т. 35, № 1. – С. 182-183.

6. Карпова Г.В. Исследование диссипации энергии в колебательной системе с магнитожидкостным инертно-вязким элементом: Дис... канд. физ.-мат. наук. – Курск, 2003. – 161 с.
7. Chistyakov M.V., Karelin A.V., Polunin V.M. Self-modulation of ultrasonic pulse in a magnetic fluid // *Magnetohydrodynamics*. – 2004. – Vol. 40, №. 2. – P. 161-166.
8. Полунин В.М., Чистяков М.В. Акустомагнитный эффект на магнитной жидкости в поперечном магнитном поле // *Ультразвук и термодинамические свойства вещества*. Сб. науч. тр. Вып. 32. – Курск: Изд-во КГУ, 2005. – С. 28-32.
9. Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. – М.: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2000. – 560 с.

ЭФФЕКТЫ СТРУКТУРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В МАГНИТОЧУВСТВИТЕЛЬНОЙ ЭМУЛЬСИИ

Диканский Ю.И., Закинян А.Р., Нечаева О.А.,
Константинова Н.Ю., Куникин С.А.

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

В последнее время предпринимаются попытки создания на основе магнитных жидкостей новых композиционных жидких намагничивающих сред, способных более эффективно взаимодействовать с электрическими и магнитными полями. К ним можно отнести магниточувствительные эмульсии, которые могут представлять собой как капли магнитной жидкости, взвешенные в жидкой среде [1, 2], так и капли жидкой среды, взвешенные в магнитной жидкости [3]. Действие магнитного поля на магнитные эмульсии приводит к возникновению в них структурной анизотропии и, как следствие, к изменению их макроскопических свойств. Настоящая работа посвящена исследованию деформации немагнитных капель, эмульгированных в магнитной жидкости и обусловленных ею особенностей магнитных и оптических свойств такой среды.

Магнитная эмульсия была приготовлена путем диспергирования авиационного масла (АМГ-10, плотность 816 кг/м^3 , динамическая вязкость – $14.6 \times 10^{-3} \text{ Па}\cdot\text{с}$) в несмешивающейся с ним магнитной жидкости на основе керосина с помощью электромеханической мешалки. В качестве исходных использовались магнитные жидкости с концентраций магнетита 10–15 об. % и динамической вязкостью порядка $10^{-3} \text{ Па}\cdot\text{с}$. Размер капель составлял 5–30 мкм.

Экспериментальное изучение формы капель и сформировавшейся из них структуры при воздействии магнитного поля проводилось с помощью наблюдений в оптический микроскоп, который помещался между катушками Гельмгольца, создающими однородное поле в месте расположения кюветы с магнитной эмульсией. Наблюдаемая структура фотографировалась цифровым фотоаппаратом с последующим занесением снимков в компьютер для обработки. Исследование магнитной восприимчивости магниточувствительной эмульсии и ее изменения при структурных превращениях осуществлялось мостовым методом путем измерения индуктивности бескаркасного соленоида, заполненного исследуемой средой [4].

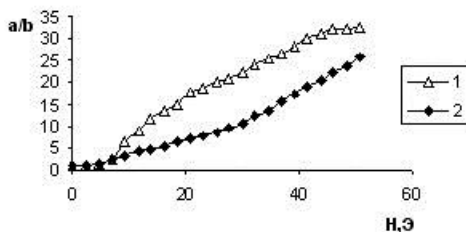


Рис. 1

Оказалось, что действие магнитного поля приводит к деформации немагнитных капель, которые можно уподобить «магнитным дыркам» в однородно намагниченной среде. На рис. 1 представлена зависимость отношения полуосей деформируемой в эллипсоид вращения капли от напряженности магнитного поля (кривая 1). Здесь же представлена подобная зависимость для капли используемой магнитной жидкости, взвешенной в авиационном масле (кривая 2). Как можно видеть из рисунка, эти кривые имеют существенные различия, что согласуется с результатами теоретического описания подобных эффектов, приведенного в [5]. При достаточно больших значениях напряженности магнитного поля вытянутые капли могут объединяться и трансформироваться в полосы, сохраняющиеся при выключении поля в течение нескольких десятков секунд. При быстрой смене направления поля в плоскости слоя на 90° , такая полоса сначала сплющивается, а затем превращается в комплекс, в котором просматриваются отростки, направленные вдоль нового направления поля (рис. 2). Иной результат наблюдается в случае действия поля, направленного перпендикулярно плоскости слоя – полоска несколько деформируется вдоль поля, и на ней появляются отростки, расположенные в шахматном порядке в плоскости слоя (рис. 3). Следует отметить также и особенности деформации капель эмульсии при таком направлении поля. В этом случае, действие поля на капли, диаметр которых намного меньше толщины слоя (5–10 мкм) приводит к их вытяжению вдоль силовых линий поля. При достаточно высокой концентрации капель, последние, вследствие проявления сил взаимодействия имеющих характер отталкивания, стремятся образовать регулярную решетку, близкую по характеру к гексагональной. При увеличении диаметра капель, они могут вытягиваться перпендикулярно полю, принимая гантелеобразный вид. Воздействие таким же образом направленного магнитного поля на систему еще более

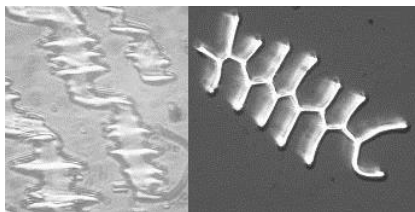


Рис. 2

Рис. 3

крупных капель (40–60 мкм) которые, вследствие больших размеров имеют дискообразную форму, приводит к их трансформации в ветвистые фигуры с центральной симметрией, что ранее сообщалось нами в [6]. При увеличении концентрации немагнитных капель при некотором ее критическом значении происходит обращение эмульсии, т.е. переход в систему, представляющую собой капли магнитной жидкости, взвешенные в масле. При этом в случае больших капель дискообразной формы, характер структуры, обусловленный действием перпендикулярного магнитного поля, может существенно изменяться при обращении эмульсии (рис. 4; *a*, *б*, *в* соответствуют концентрации меньшей критической; *г*, *д*, *е* – превышающей ее).

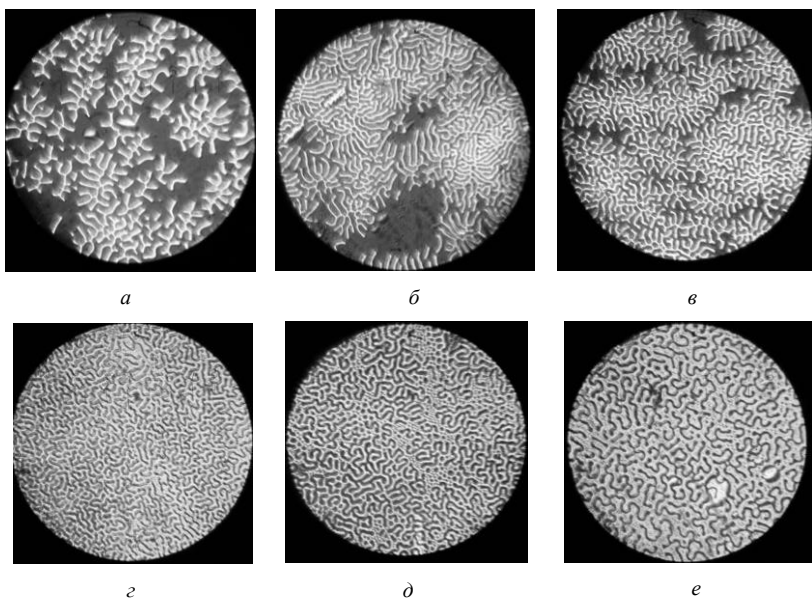


Рис. 4

С целью выяснения влияния процесса обращения эмульсии на ее магнитные свойства были проведены также исследования магнитной восприимчивости магниточувствительной эмульсии в зависимости от концентрации магнитной фазы. Для этого в исходную магнитную жидкость последовательно добавлялось масло с последующим измерением восприимчивости. Полученные таким образом зависимости магнитной восприимчивости от концентрации магнитной фазы при различных зна-

чениях напряженности дополнительно приложенного постоянного магнитного поля (параллельного переменному измерительному полю) представлены на рис. 5. Как видно из рисунка все кривые имеют экстремум при некотором критическом значении концентрации магнитной жидкости. Наблюдения в оптический микроскоп показали, что критическая концентрация соответствует обращению эмульсии, то есть, при концентрациях магнитной фазы меньше критической эмульсия представляет собой дисперсию капель масла в магнитной жидкости и, наоборот, при концентрациях больше критической – дисперсию капель магнитной жидкости в масле.

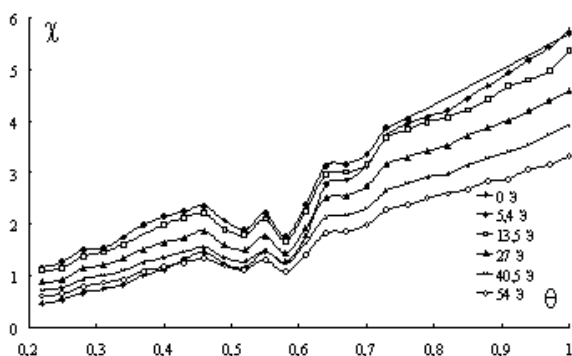


Рис. 5

Наложение внешнего постоянного магнитного поля приводит к изменению магнитной восприимчивости эмульсии, однако его характер несколько различен при концентрациях ниже и выше критической. В качестве иллюстрации этого на рис. 6 приведены зависимости магнитной восприимчивости от напряженности внешнего постоянного поля для исходной МЖ (кривая 1) и для образцов с концентрацией магнитной фазы выше и ниже критической (кривые 2 и 3 соответственно). Как видно из рисунка для эмульгированных образцов эти зависимости имеют максимум, в отличие от исходной МЖ, для которой такого максимума не наблюдается. Кроме того, оказалось, что для эмульсии, концентрация магнитной фазы в которой превышает критическую, т.е. представляющей систему капель магнитной жидкости в масле, магнитная восприимчивость становится зависимой от времени действия поля (рис. 7).

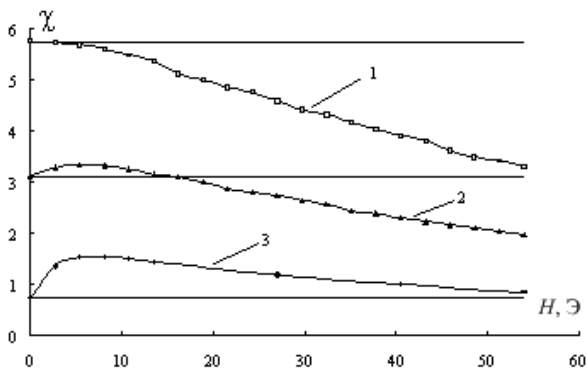


Рис. 6

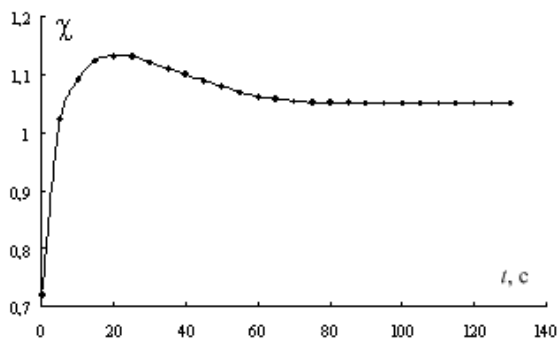


Рис. 7

Теоретическое обоснование наблюдаемых особенностей изменения магнитной восприимчивости проведено на основе результатов исследования процессов деформации капель эмульсии и происходящих структурных превращений, приводящих к изменению размагничивающих факторов структурных образований. При этом динамика структурных превращений изучалась с помощью исследования анизотропного рассеяния луча гелий-неонового лазера, направленного перпендикулярно плоскости тонких слоев исследованных образцов. В случае достаточно мелких капель эмульсии, когда их размер соизмерим с длиной волны света, их деформация может приводить также к возникновению дихроизма и двойного лучепреломления света. Для проверки этого предположения были проведены исследования оптических свойств тонких слоев эмульсии масла в магнитной жидкости, подверженной действию сдвигового течения, приводящего к уменьшению размеров деформированных течением капель. Для этого использовалась установка, аналогичная описанной в [7], которая

представляла собой два прозрачных диска с тонким слоем (30–40 мкм) эмульсии между ними, один из которых приводился во вращение. Параллельный пучок линейно поляризованного света после прохождения слоя пропускаться через поляроид (анализатор), с разрешенной плоскостью ориентированной перпендикулярно плоскости поляризации падающего света. Оказалось, что действие сдвигового течения приводит к существенному просветлению поля зрения за анализатором, кроме двух полос, образующий темный прямоугольный крест (рис. 8). При этом одна составляющая креста параллельна разрешенной плоскости анализатора, а другая, соответственно, ей перпендикулярна. Действие дополнительно приложенного постоянного магнитного поля оказывало существенное влияние на наблюдаемую картину, в частности в случае, когда направление магнитного поля составляло угол 45° с направлением темных полос, составляющих крест, наблюдалось превращение прямоугольного креста в косоугольный, при этом угол между составляющими креста изменялся в зависимости от величины напряженности поля. Отметим, что результаты проведенных оптических исследований позволяют подтвердить деформационный механизм двойного лучепреломления в структурированных магнитных жидкостях [7] и указывают на возможность создания на основе магнитных жидкостей оптически-активных композиционных сред [8], обладающих выраженными магнитооптическими свойствами.

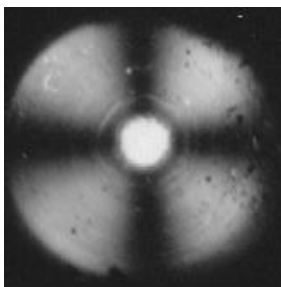


Рис. 8

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Roman Kim L.T., Briarelliff N.Y. Stable emulsion and method for preparation the reform. Patent № 3981844 // USA. 1976.
2. Чеканов В.В., Дроздова В.И. Магниточувствительная эмульсия. А.С. № 966735 /СССР/ // Открытия. Изобретения. Пром. Образцы. Товарные знаки. 1982. №38.
3. Чеканов В.В., Скибин Ю.Н., Епишкин Ю.А. и др. Магниточувствительная жидкость для визуализации магнитной записи. А.С. № 940049 /СССР/ // Открытия. Изобретения. Пром. Образцы. Товарные знаки. 1982. №24.
4. Дроздова В.И. Физические свойства магнитных жидкостей. – Свердловск: УНЦ АН СССР, 1983. – С. 34.
5. Баштовой В.Г., Берковский Б.М., Вислович А.Н. Введение в термомеханику магнитных жидкостей. – М.: ИВТАН, 1985. – С. 52.
6. Диканский Ю.И., Нечаева О.А., Закинян А.Р. Деформация микрокапель магниточувствительной эмульсии в магнитном и электрическом полях // Коллоидный журнал. – 2006. – Т. 68, №2. – С. 161-165.
7. Диканский Ю.И., Ларионов Ю.А., Суздаев В.И., Полихрониди Н.Г. Двойное лучепреломление в структурированной магнитной жидкости в сдвиговом течении // Коллоидный журнал. – 1998. – Т. 60, №6. – С.753-756.
8. Stepanov V.I. Dynamics behavior of dilute colloid of magnetic holes // Books of abstracts III Moscow International Symposium of Magnetism «MISM-2005» (25-30 June 2005, Moscow). – Moscow, 2005. – P185-186.

НАЧАЛЬНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ВЫСОКОКОНЦЕНТРИРОВАННЫХ ФЕРРОКОЛЛОИДОВ: ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Разумков А.В., Пшеничников А.Ф.

Пермский государственный университет

614990, г. Пермь, ул. Букирева, 15. Факс (342) 237-16-36;

E-mail: 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.

Исследования дипольных систем в области больших параметров агрегирования (отношения энергии магнитодипольных взаимодействий к тепловой) в настоящее время очень актуальны. Интерес к дипольным системам обусловлен потенциальной возможностью синтеза жидких ферроколлоидов со сложной внутренней магнитной структурой, их аномально высокой магнитной проницаемостью и необычными фазовыми переходами. К настоящему времени надежные данные о свойствах дипольных систем получены лишь в области малых и умеренных параметров агрегирования $\lambda = \mu_0 m^2 / 4\pi d^3 kT \leq 3$, где m – магнитный момент частицы, d – диаметр частицы. Результаты применения различных аналитических моделей и численных экспериментов для $\lambda \geq 3$ плохо согласуются друг с другом и часто противоречивы. Ключевым, однако, является вопрос о возможности фазового перехода дипольной системы в магнитоупорядоченное состояние.

Основной проблемой численного моделирования дипольных систем в области больших λ является влияние размгничивающих эффектов в случае образца конечных размеров, которое приводит к возрастанию флуктуаций в численном эксперименте и быстрому росту погрешности с возрастанием λ . В качестве стандартного способа разрешения этой проблемы обычно используются периодические граничные условия (РВС) и суммирование по Эвальду. Однако этот прием дает хорошие результаты только в случае, когда система однородна на мезо- и макроскопическом уровнях, т.е.

при малых и умеренных параметрах агрегирования. Кроме того, введение стандартных периодических граничных условий с суммированием по Эвальду навязывает существование дальнедействующих корреляций и может привести к ложному фазовому переходу второго рода, что и наблюдалось в целом ряде работ. Остается, однако, неясным главный вопрос: какой из двух факторов (периодические условия или суммирование по Эвальду) приводит к фазовому переходу второго рода.

В настоящей работе было проведено численное моделирование методом Монте-Карло системы твердых сферических диполей. Для преодоления проблемы быстрого роста погрешности, связанного с размагничивающими эффектами, в качестве моделируемой системы был выбран бесконечно длинный цилиндр, для которого размагничивающий фактор пренебрежимо мал. При моделировании использовалась расчетная ячейка в форме цилиндра конечной длины, содержащая несколько тысяч частиц, и одномерные (нестандартные) периодические граничные условия. При одномерной периодичности системы частичное суммирование медленно сходящихся рядов может быть выполнено приближенно в нескольких вариантах без использования алгоритма Эвальда.

В настоящей работе суммы бесконечных рядов $\sum_{k=1}^{\infty} f_k$, возникающие

при расчете энергии диполь-дипольного взаимодействия были заменены интегралами.

В результате расчетов получена зависимость начальной восприимчивости системы от температуры, концентрации магнитной фазы и энергии магнитодипольных взаимодействий. На рис. 1 и рис. 2 представлены расчетные зависимости начальной восприимчивости χ от начальной восприимчивости в отсутствие диполь-дипольных взаимодействий, предсказанной теорией Ланжевена $\chi_L = 1/3mn = 8\lambda\phi$, где

n – концентрация частиц, ϕ – объемная доля частиц. Сплошная линия представляет результат теоретического анализа, проведенного в [1]

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

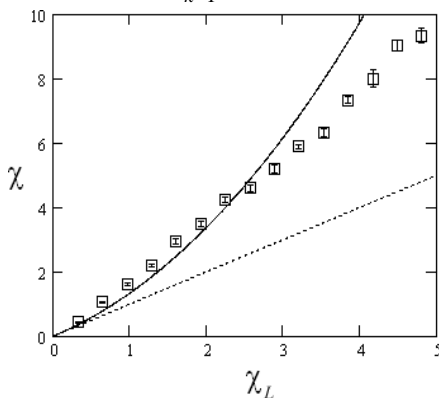


Рис. 1. Зависимость начальной восприимчивости от концентрации при $\lambda = 4$; теория Ланжевена (----); формула (1) (—); результат моделирования (□)

Зависимость, представленная на рис. 1, демонстрирует некоторое завышение восприимчивости относительно аналитического результата.

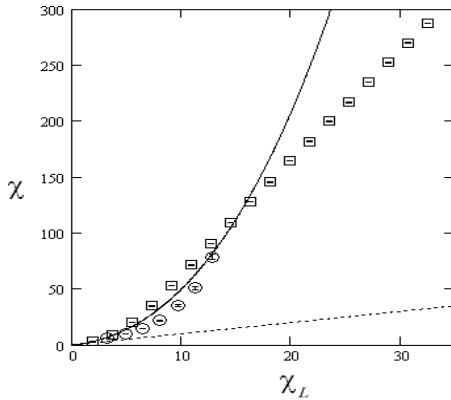


Рис. 2. Зависимость начальной восприимчивости от концентрации при $\lambda = 4$ (\circ); параметра агрегирования при $\varphi = 0,45$ (\square); теория Ланжевена(---); формула (1)(—)

Вероятно, это следует интерпретировать как следствие образования квазисферических капельных агрегатов. Результат, представленный на рис. 2 не обнаруживает никаких признаков спонтанного упорядочения в исследованной области. Более того, результаты моделирования в исследованной области обнаруживают значительное занижение восприимчивости относительно аналитических значений.

Работа выполнена при частичной поддержке INTAS (грант № 03-51-60-64).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Ivanov A.O., Kuznetsova O.B. // Phys.Rev.E. – 2001. – V. 64. – P.041405.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА НА ГРАНИЦЕ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ С ЭЛЕКТРОДОМ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Чеканов В.В.

Ставропольский государственный университет
355009, г. Ставрополь, ул. Пушкина, 1. Факс (8652)354033;

E-mail: fmf@stavsru

Киселева Т.В.

Северо-Кавказский гуманитарно-технический институт
355029, г. Ставрополь, пр. Кулакова, 8. Тел. (8652)562068;

E-mail: polet@iskra.stavropol.ru

Дискаева Е.Н.

Ставропольский государственный университет
355009, г. Ставрополь, ул. Пушкина, 1. Факс (8652)354033.

E-mail: fmf@stavsru



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.).



Киселева Татьяна Владимировна окончила в 1990 году Ставропольский государственный педагогический институт по специальности «Математика». Имеет второе высшее образование. Область научных интересов – «Математическое моделирование самоорганизующихся систем». Автор 35 научно-методических трудов.



Дискаева Елена Николаевна окончила СГУ в 2003 году. В настоящее время является аспиранткой каф. общей физики. Область научных интересов: электрооптические методы исследования слоистых структур. Имеет 10 научных публикаций.

Работа посвящена моделированию процессов, происходящих вблизи электродов в магнитной жидкости (МЖ) под действием электрического поля, с использованием метода эллипсометрии.

В настоящее время развитие эллипсометрических исследований стимулируется как фундаментальными физико-химическими исследованиями поверхностей и границ раздела фаз, так и прогрессом в области тонких пленок [1]. Эллипсометрию можно так же применять и для изучения процессов, происходящих на электродах. Ее использование дает ряд принципиальных преимуществ, состоящих в том, что граница электрод – среда исследуется неразрушающим методом, и этот метод легко комбинируется с другими исследованиями и позволяет, например, одновременно проводить измерения тока, напряжения и других электрических параметров.

Чаще всего на практике применяют отражательную эллипсометрию. Что бы из анализа эллиптической поляризации получить сведения о толщинах и оптических константах поверхностных слоев и пленок необходимо интерпретировать экспериментальные результаты с помощью выбранной модели отражающей поверхности (одно- или двух-слойная система, частичное покрытие и т.д.). Поэтому наша работа будет посвящена анализу и построению адекватных моделей тонкопленочных систем. Выбор модели основан на предварительном изучении исследуемой системы.

В магнитной жидкости на углеводородной основе при помещении их в электрическое поле вблизи электродов наблюдается образование тонких (50-200 нм) слоев, концентрация дисперсной фазы в которых порядка 30 об. %. Вследствие перераспределения частиц в объеме изменяются условия интерференции света в тонкой проводящей пленке (электрод), в связи с чем изменяется эллипс поляризации света отраженного от границы раздела электрод – МЖ.

Впервые явление интерференции света в тонком электроде наблюдали в работе [2]. Отражение света рассматривалось от тонкой пленки, толщиной порядка $\sim 0,5$ мкм, граничащей с одной стороны с МЖ, а с другой стороны со стеклом ячейки. Однако в этой работе не учитывалась сложная структура слоя МЖ, находящегося вблизи электрода.

Дальнейшие исследования в работах [3, 4] показали, что действие постоянного электрического поля на плоскопараллельную ячейку с магнитной жидкостью, приводит к изменению спектра отражения света от поверхности плоского прозрачного электрода. Это явление однозначно объясняется образованием вблизи электрода слоя МЖ с повышенной по сравнению с объемом объемной концентрации дисперсной фазы. Глав-

ной проблемой анализа отражательной способности ячейки с МЖ является низкая разрешающая способность установок.

Таким образом, для интерпретации экспериментальных данных, полученных эллипсометрическим методом, реальную отражающую систему заменим моделью двухслойной пленки. Пленки моделируют соответственно электрод и слой концентрированной МЖ.

Для расчета оптических свойств многослойных систем используются либо матричные методы, либо рекуррентные формулы [5]. На рис. 1 представлена схема двухслойной структуры и система обозначений для оптических характеристик системы. Здесь $N_i = n_i - ik_i$, где n – показатель преломления, k – показатель поглощения.

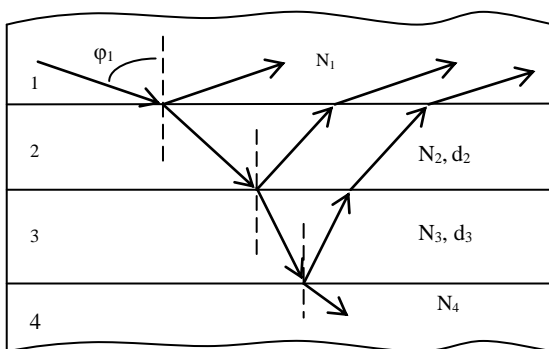


Рис. 1. Двухслойная пленка, расположенная между полубесконечной средой и подложкой

Основное уравнение эллипсометрии выглядит следующим образом

$$\operatorname{tg} \psi e^{i\Delta} = \frac{R_p}{R_s}. \quad (1)$$

Углы Δ и ψ , обычно называют поляризационными углами отражающей системы и их определяют экспериментально. Находя величины R_p и R_s для конкретной отражающей системы, с помощью уравнения (1) устанавливается связь поляризационных углов с оптическими постоянными и толщинами плоскопараллельных слоев этой системы, а так же с углом падения на эту систему и длиной волны света.

Оптические характеристики рассматриваемых сред определяется с помощью дополнительных измерений. Главной задачей исследований МЖ является определение ее комплексного показателя преломления. Попытка измерить значение показателя преломления магнитной жидкости с помощью рефрактометра никаких результатов не даёт. Значение

показателя преломления магнитной жидкости можно вычислить по известному значению диэлектрической проницаемости.

Существует много теорий, позволяющих выразить диэлектрическую проницаемость сложных систем через диэлектрическую проницаемость фаз и их компонентов применительно к сферическим дисперсным системам [6]. Для высококонцентрированных дисперсных систем согласно теории Ханаи, использовалось уравнение Бруггемана [6]:

$$\frac{\varepsilon_h - \varepsilon_p}{\varepsilon_m - \varepsilon_p} \left(\frac{\varepsilon_m}{\varepsilon_h} \right)^{\frac{1}{3}} = 1 - \Phi. \quad (2)$$

где ε_h – предельное значение диэлектрической проницаемости на высоких частотах, ε_m и ε_p диэлектрические проницаемости дисперсной среды и дисперсной фазы, Φ – объемная доля фазы.

В работе [7] удалось определить толщину приэлектродного слоя МЖ типа «магнетит в керосине» с точностью до 100\AA . Для исследования поляризации света, отраженного от приэлектродного слоя ячейки с МЖ выбрана нулевая схема с ручным управлением для работы в отраженном свете, в которой при фиксированном поляризаторе компенсатор, установлен после образца.

Рассмотрим возможность эллипсометрического моделирования приэлектродных процессов в МЖ другого типа.

Используя формулу (2), были оценены значения комплексного показателя преломления дисперсной системы концентрацией 25%, в которой в качестве дисперсной среды взят керосин, а в качестве фазы в одном случае железо (Fe), а в другом никель (Ni). Значение комплексных показателей преломления представлены в таблице [8]

	n	k
Fe	1,46	3,17
Ni	1,54	3,10

В среде Mathcad, используя полученные значения, был проведен численный эксперимент по моделированию изменения поляризации света при отражении от двухслойной среды. При расчете использовались следующие параметры: $\lambda=632,8$ нм, $\varphi=55^0$, $N_1=1.57$, $N_2=2.22-0.075i$, $d=1.27 \cdot 10^{-7}$ м, $N_4=1.43$. Толщина изменяющегося слоя варьируется от 0 до 200 нм.

Результаты моделирования приведены на рис. 2.

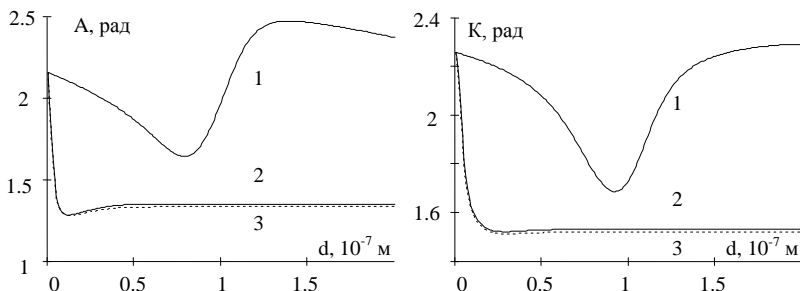


Рис. 2. Непосредственные значения на анализаторе и компенсаторе от толщины второй пленки (концентрированная МЖ):
1 – магнетит, 2 – никель, 3 – железо

Из рис. 2 видно, что при толщине порядка $5 \cdot 10^{-8}$ м значения практически не изменяются. Это связано с сильным поглощением в слое. Аналогичный результат можно представить и в виде номограммы (А, К) (рис. 3). Кривые 2 и 3 быстро сворачиваются в точку, что также свидетельствует о значительном поглощении в слое.

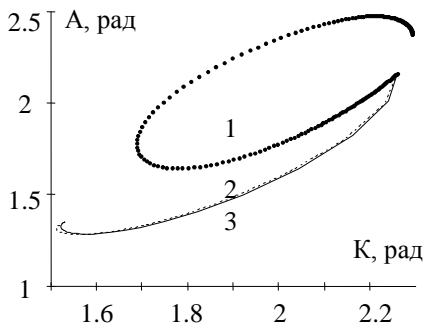


Рис. 3. Номограмма (А, К):
1 – магнетит, 2 – железо, 3 – никель

Определим угол падения, при котором экспериментальное изменение углов на анализаторе и компенсаторе будет наибольшим. На рис. 4 представлена модельная зависимость относительного изменения измеряемых углов от величины угла падения (от 0 до 80 град). Видно, что максимального изменения азимуты достигают при угле падения порядка 70 град.

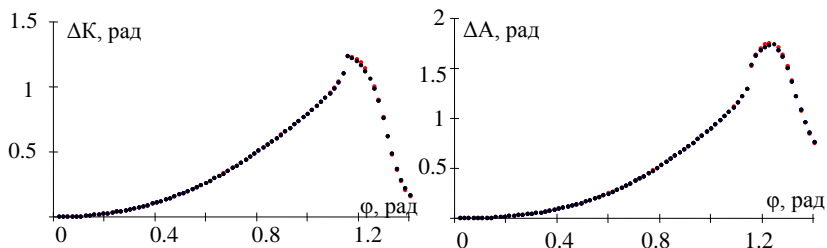


Рис. 4. Относительное изменение углов на анализаторе и компенсаторе от величины угла падения (фаза – железо)

Проведенное моделирование, позволяет сделать вывод о том, что метод эллипсометрии может быть использован для определения толщины приэлектродных слоев, образующихся в электрическом поле в МЖ с различными дисперсными фазами.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Ржанов А.В. Основы эллипсометрии. – Новосибирск: Наука, 1978. – С. 203.
2. Чеканов В.В. Интерференция света в тонкой пленке на границе с магнитной жидкостью // Тезисы докладов 5 Всесоюзной конференции по магнитным жидкостям. Т. 2. – Плес, 1988. – С. 128-129.
3. Чеканов В.В., Кандаурова Н.В., Бондаренко Е.А. Математическое моделирование взаимодействия слоя коллоидных частиц, покрытых оболочкой, с электродами // Материалы Всероссийской научной конференции «Математическое моделирование в научных исследованиях», Ставрополь, 2000. – С. 227-231.
4. Чеканов В.В., Кандаурова Н.В., Мараховский А.С. Формирование слоистой структуры МЖ в приэлектродной области под действием электрического поля // 10 юбилейная международная конференция по магнитным жидкостям. – Плес, 2002. – С. 92-98.
5. Горшков М.М. Эллипсометрия. – М.: Сов. радио, 1974. – 200 с.
6. Hanai T. Electrical properties of emulsions // Emulsion. Sci. – 1968. – V.49. – № 2. – P.354-478.
7. Чеканов В.В., Бондаренко Е.А., Дискаева Е.Н. Использование метода эллипсометрии для определения толщины приэлектродного слоя в постоянном электрическом поле // Проблемы физико-математических наук: Материалы 50 научно-методической конференции преподавателей и студентов «Университетская наука – региону». – Ставрополь: Изд-во СГУ, 2005. – С. 23-29.
8. Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. Кикоина К. – М.: Атомиздат, 1976. – 1008 с.

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПРИЭЛЕКТРОДНОГО СЛОЯ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

Чеканов В.В.

Ставропольский государственный университет
355009, г. Ставрополь, ул. Пушкина, 1. Факс (8652)354033;

E-mail: fmf@stavsru

Бондаренко Е.А.

Ставропольский государственный университет
355009, г. Ставрополь, ул. Пушкина, 1. Факс (8652)354033;

E-mail: fmf@stavsru

Дискаева Е.Н.

Ставропольский государственный университет
355009, г. Ставрополь, ул. Пушкина, 1. Факс (8652)354033.

E-mail: fmf@stavsru



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



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



Дискаева Елена Николаевна окончила СГУ в 2003 году. В настоящее время является аспиранткой каф. общей физики. Область научных интересов: электрооптические методы исследования слоистых структур. Имеет 9 научных публикации.

В данной работе приведен обзор результатов экспериментального изучения электрофизических и электрооптических свойств приэлектродных слоев магнитной жидкости типа «магнетит в керосине» с олеиновой кислотой в роли ПАВ методами электроотражения. Проведен анализ результатов и предложен адекватный физический механизм образования в электрическом поле вблизи электродов слоев магнитной жидкости с концентрацией дисперсной фазы порядка 30 об.% и толщиной порядка десятых долей мкм.

Во внешних электрических полях вследствие электрофореза частиц дисперсной фазы [1], увеличивается концентрация частиц вблизи электродов. Оптические свойства приэлектродного слоя магнитной жидкости изменяются. 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.

Экспериментальное изучение заключалось в одновременной регистрации изменения эллипса поляризации или интенсивности света, отраженного от прозрачного электрода плоскопараллельной ячейки с магнитной жидкостью и изменения напряжения на ячейке и тока через нее.

Изучение спектров отраженного от поверхности прозрачного электрода света [3] позволило сделать вывод о том, что концентрация дисперсной фазы в приэлектродном слое при подаче электрического поля увеличивается до 30%. В этой же работе сделан вывод о времени образования слоя (порядка 0,01-0,1 с) и существовании вблизи электродов биполярного, несимметричного относительно центра ячейки объемного заряда. Экспериментальная установка и методика эллипсометрических измерений описаны в работе [4].

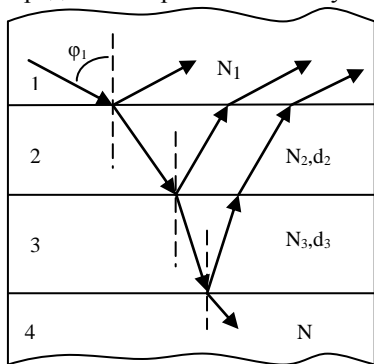


Рис. 1. Модель образующейся системы

Основываясь на экспериментальных результатах [3], предполагали, что вблизи электрода под действием электрического поля образуется слой концентрированной МЖ (порядка 30 об.%). Для анализа данных, отражающих изменения характеристик отраженного света (интенсивность, параметры эллипса поляризации) заменили реальную систему моделью двухслойной пленки: электрод – концентрированная МЖ,

расположенной между полубесконечной средой – стекло ячейки и полубесконечной подложкой – слабоконцентрированная магнитная жидкость в объеме ячейки (рис. 1). На рисунке: φ_1 – угол падения света, N_1 – показатель преломления стекла, N – показатель преломления МЖ в объеме ячейки, N_2, N_3, d_2, d_3 – оптические постоянные и толщины слоев пленки (прозрачного электрода и концентрированной МЖ соответственно). Причем d_3 величина, которая может изменяться от 0 до нескольких мкм. Считая, что пленка является плоскопараллельной, все элементы системы однородны и изотропны, а оптические свойства постоянны внутри каждого слоя и скачком изменяются на резких границах между ними, записали для данной модели комплексные амплитудные коэффициенты отражения. Таким образом, были получены теоретические зависимости измеряемых характеристик отраженного света от толщины пленки 3 (слоя концентрированной МЖ).

В результате сопоставления экспериментальных данных с расчетными была получена зависимость толщины приэлектродного слоя от подаваемого напряжения и времени воздействия электрического поля.

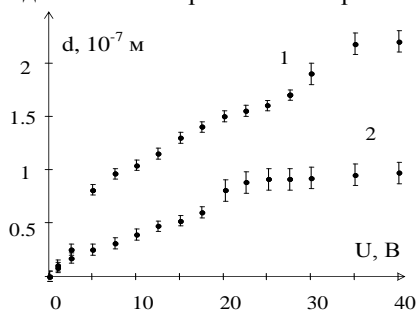


Рис. 2.

На рис. 2 приведены такие зависимости для МЖ с начальной концентрацией 0,5 об.% и расстояния между электродами 180 мкм (кривая 1 соответствует положительно заряженному электроду, кривая 2 – отрицательно заряженному).

Для жидкостей различной концентрации характерно то, что толщина слоя у положительно заряженного электрода почти вдвое больше, чем около отрицательно заряженного. Увеличение толщины слоя вблизи отрицательного электрода прекращается при меньших (по сравнению с положительным) напряжениях. Это может быть объяснено несимметричностью объемных зарядов.

Прохождение электрического тока через слой слабопроводящей жидкости, к классу которых относятся МЖ на основе керосина, может осложняться электрохимическими реакциями на электродах. Это приведет к возникновению э.д.с. поляризации. Не учитывать влияние электрохимических реакций на поверхности электродов можно, если на электроды дополнительно подавать постоянное напряжение $U=2$ В. Характер полученных ампер-временных зависимостей для расстояния

между электродами 180 мкм и импульса напряжения от 2 В до 5 В показан на рис. 3.

Анализ вольт-амперных характеристик ячейки, построенных для моментов времени соответствующих включению поля (до момента образования слоев, t_1 – порядка 3 мс) и установлению постоянного значения тока (после образования слоев, t_2 – порядка 5 с), показал, что изменение структуры приэлектродных слоев приводит к изменению электропроводности МЖ. При условии неизменности удельной электропроводности жидкости в объеме и известной толщине образующихся вблизи электродов слоев, удельная электропроводность этих слоев оказалась порядка 10^{-11} (Ом·м) $^{-1}$. Удельная электропроводность МЖ в объеме при этом составляет величину порядка 10^{-8} (Ом·м) $^{-1}$.

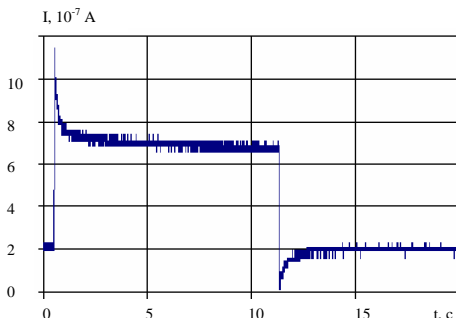


Рис. 3

Численный эксперимент показал, что устойчивость образующейся системы возможна при наличии между электродом и приэлектродным слоем МЖ структурно-механического барьера с удельной электропроводностью пониженной по сравнению с электропроводностью слоя. Толщина барьера порядка 30-50 Å, что соответствует удвоенной длине молекулы олеиновой кислоты [5]. Пониженная электропроводность обусловлена явлением электроочистки, которое в таких тонких слоях происходит в течение времени порядка мкс. Падение напряжения на слое сравнимо с падением напряжения на МЖ в объеме. Поэтому напряженность поля в слое оказывается высокой $E \approx 10^7 \div 10^9$ В/м ($U=1 \div 30$ В). В рассматриваемой среде напряженности порядка 10^9 - 10^{12} В/м являются пороговыми для возникновения нелинейных явлений, что и наблюдается в эксперименте при напряжениях >20 В.

Интегрирование ампер-временных зависимостей (рис. 3) при разряде ячейки на малое сопротивление позволило оценить накапливаемый в приэлектродных слоях заряд. Он оказался порядка 10^{-7} Кл. Емкость

ячейки с МЖ (3 см×4 см×180 мкм), рассчитанная по формуле $C = q/U$, нелинейно зависит от напряжения и при напряжении 6 В имеет максимум порядка 10^{-7} Ф. Емкость конденсатора аналогичных размеров, заполненного жидкостью с диэлектрической проницаемостью МЖ, составляет $2 \cdot 10^{-10}$ Ф. Увеличение емкости, по-видимому, так же связано с образованием в электрическом поле приэлектродных слоев с высокой концентрацией дисперсной фазы.

Расчет по экспериментальным данным показал, что средняя энергия частиц на границе слоя для заданного напряжения составляет величину порядка $2 \cdot 10^{-21}$ Дж. Это объясняет конечное значение толщины изучаемых слоев, так как очевидно, что рост приэлектродных слоев должен прекращаться, когда энергия частиц в электрическом поле становится сравнимой с kT .

Для построения механизма расслоения МЖ в электрическом поле необходимо определить тип проводимости МЖ: катодический или ионный. Исследование экстинкции света [5] прошедшего через объем МЖ, помещенную в электрическое поле показало, что с точностью до 5% частицы дисперсной фазы в объеме, не включающем область локализации объемных зарядов, не заряжены. То есть проводимость МЖ обусловлена движением ионов примесей, а частицы приобретают заряд, попадая в область локализации объемного заряда.

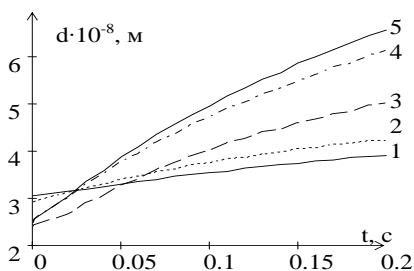


Рис. 4. Изменение толщины слоя высококонцентрированной МЖ от времени для напряжений: 1-3В, 2-4В, 3-6В, 4-8В, 5-10В

На рис. 4 представлены зависимости быстроты изменения толщины слоя высококонцентрированной МЖ при включении постоянного напряжения (время включения порядка 2 мс). Графики линейны только для малых напряжений. Для напряжений больших 5 В при $t > 0.1$ с наблюдается нелинейность. Учитывая то, что частицы в объеме не заряжены, данный результат подтверждает механизм,

предложенный ранее [6]. Для жидкостей малой концентрации ($\varphi_0 \cong 10^{-3} - 10^{-2}$ об.%) для образования слоя толщиной порядка 10^{-7} м и концентрации 30 об.% недостаточно тех частиц, которые в момент включения поля находятся в области локализации объемного заряда. Поэтому, происходит «подкачка» частиц из объема жидкости в приэлектродную область за счет диффузии. В области локализации объем-

ного заряда частицы заряжаются и движутся к электроду вследствие электрофореза.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Чеканов В.В. Интерференция света в тонкой пленке на границе с магнитной жидкостью // Всесоюз. конф. по магнитным жидкостям: Тез. докл. 17–20 мая 1988 г. – Плес, 1988. – С. 128-129.
2. Кандаурова Н.В., Чеканов В.В. Электроконвекция и концентрационные автоволны в магнитной жидкости в электрическом и магнитном полях //Сб. тр. 7-ой Международной Плесской конференции по магнитным жидкостям. – Иваново, 1996. – С. 73-75.
3. Чеканов В.В., Кандаурова Н.В., Бондаренко Е.А. Изменение концентрации магнитной жидкости вблизи электродов в электрическом поле // Сб. науч. тр., серия «физико-химическая». – Ставрополь: Сев. Кав. ГТУ, 1998. – С. 80-83.
4. Чеканов В.В., Бондаренко Е.А., Дискаева Е.Н. Использование метода эллисометрии для определения толщины приэлектродного слоя в постоянном электрическом поле// Физико-математические науки в Ставропольском государственном университете: Материалы 50 научно-методической конференции преподавателей и студентов «Университетская наука - региону». – Ставрополь: Изд-во СГУ, 2005. – С. 18-21.
5. Чеканов В.В., Бондаренко Е.А., Дискаева Е.Н., Гетманский А.В. К вопросу о заряде коллоидной частицы в слабопроводящей жидкости в слабом электрическом поле// Сб. докладов VIII Международной научной конференции «Современные проблемы электрофизики и электродинамики жидкостей». – СПб., 2006. – С. 286-290.
6. Чеканов В.В., Падалка В.В., Бондаренко Е.А. Изменение эллипса поляризации при отражении света от многослойной интерференционной структуры с магнитной жидкостью // Сборник научных трудов 10-й Международной Плесской конференции по магнитным жидкостям. – Иваново: Изд-во ИГЭУ, 2002. – С. 98-102.

СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ НАНОЧАСТИЦ ЗАМЕЩЕННЫХ ФЕРРИТОВ СИСТЕМЫ $Mn_{1-x}Zn_x [Fe_{2-y}L_y]O_4$

Брусенцова Т.Н., Кузнецов В.Д.

Российский Химико-Технологический Университет им. Д.И. Менделеева,
кафедра физики, 125047, г. Москва, Миусская пл., 9, тел. (495)978-59-30,
факс (495)655-51-69, brust455@inbox.ru



Татьяна Николаевна Брусенцова в 2004 году окончила экологический факультет Российского Химико-Технологического Университета им. Д.И. Менделеева. С 2004 г. является аспиранткой на кафедре общей физики РХТУ. Научным направлением является синтез и исследование физико-химических свойств суперпарамагнитных наночастиц ферритов, в т.ч. для потенциального применения в качестве магнитоуправляемых противоопухолевых препаратов. Лауреат конкурса Соросовский аспирант 2005.



Вячеслав Дмитриевич Кузнецов работает в РХТУ с 1969 года. Доктор физико-математических наук, профессор кафедры общей физики. Имеет более 100 публикаций. Область научных интересов включает сверхпроводимость, физику низких температур, магнитные свойства вещества, магнетизм наночастиц.

Система ферритов-шпинелей $Mn_{1-x}Zn_x [Fe_{2-y}L_y]O_4$ (где L – трёхвалентный металл группы лантана, как Gd^{3+} , La^{3+} , Ce^{3+} , Eu^{3+} , Dy^{3+} , Er^{3+} , Yb^{3+}) представляет интерес с точки зрения сочетания простоты получения её наночастиц методом химического соосаждения с разнообразием магнитных свойств, при возможности задания любого нужного набора таких свойств в зависимости от состава и соотношения компонентов в синтезируемом феррите. Поводом к началу исследования послужили в начале особенности магнитного поведения наночастиц ферритов этого типа (сравнительно низкая температура Кюри 60-100°C при условии высокого магнитного момента наночастиц в диапазоне температур от комнатной до ~50°C) в связи с возможным применением в магнитожидкостной гипертермии злокачественных опухолей. Теоретически такие магнитоуправляемые наночастицы могут решить проблему контроля и регулирования нагрева опухолевой ткани в переменном электромагнитном поле на низких радиочастотах [1-3]. Впоследствии нас уже заинтересовали фундаментальные аспекты, а именно: потен-

циальная возможность создания наночастиц с заданными химическим составом магнитными свойствами, особенности механизма нагрева суперпарамагнитных частиц в переменном поле, а также сбор и обобщение эмпири-

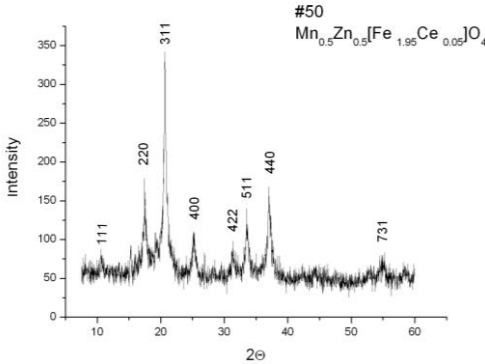


Рис.1

ческого ионного распределения образцов.

Размер частиц (~ 9нм) рассчитывался по ф-ле Шерера и уточнялся с помощью электронной микроскопии (рис. 2). Температурные и полевые зависимости намагниченности образцов исследовались на экспресс- и SQUID магнитометрах. Поле ZFC составляло -0.26mT, поле FC +3.71mT. Для объективного сравнения различных образцов мы ввели величину приведённой намагниченности (*reduced magnetization*):

$$\bar{J} = \frac{P_m}{m \cdot B_{FC}} \cdot \left[\frac{A \cdot m^2}{g \cdot T} \right]$$

где P_m – магнитный момент образца [$A \cdot m^2$], m – масса образца [g], B_{FC} – поле, включаемое после охлаждения образца до температуры жидкого гелия [T]. Такая процедура правомерна, поскольку при температуре жидкого гелия полевая зависимость намагниченности практически линейна [4]. Рис. 3 показывает температурные зависимости приведённой намагниченности для образцов различных составов в диапазоне температур от 4.2K до ~40°C. Такой вид $M(T)$

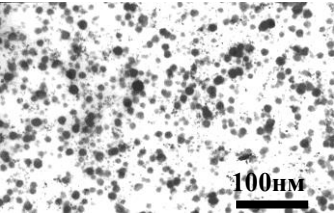


Рис.2

ческого материала о наночастицах ферритов, как материале совсем неизученном, и, имеющем потенциальное применение не только в гипертермии.

Методом химического совместного осаждения были синтезированы различные образцы наночастиц ферритов (табл. 1, 2, 3, 4). Проводились рентгенофазовый (рис. 1) и элементный спектральный анализы для проверки однофазности и уточнения факти-

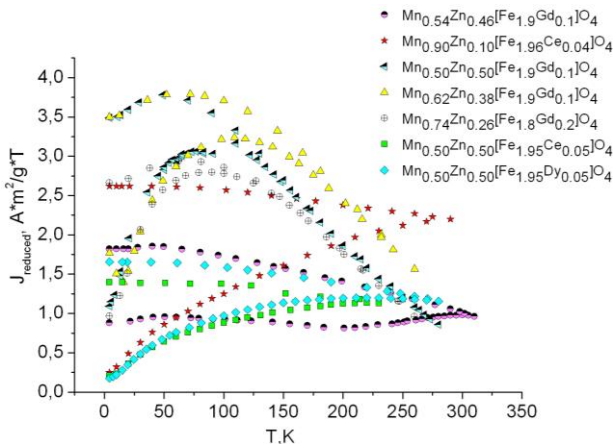


Рис. 3

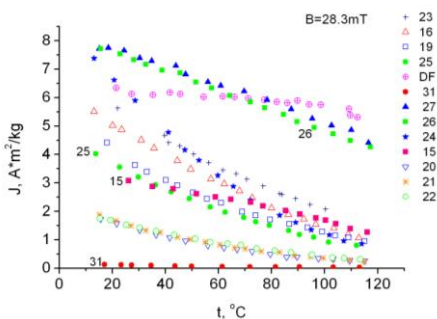


Рис. 4

№ образца	Химическая формула	Табл. 1 a, Å
DF	Fe ₃ O ₄ наночастицы	8.394
15	Mn _{0.54} Zn _{0.46} [Fe _{1.90} Gd _{0.10}]O ₄	8.456
16	Mn _{0.50} Zn _{0.50} [Fe _{1.90} Gd _{0.10}]O ₄	8.435
19	Mn _{0.67} Zn _{0.33} [Fe _{1.83} Gd _{0.17}]O ₄	8.439
20	Mn _{0.77} Zn _{0.23} [Fe _{1.72} Gd _{0.28}]O ₄	8.405
21	Mn _{0.53} Zn _{0.47} [Fe _{1.80} Gd _{0.20}]O ₄	8.416
22	Mn _{0.60} Zn _{0.40} [Fe _{1.72} Gd _{0.28}]O ₄	8.408
23	Mn _{0.62} Zn _{0.38} [Fe _{1.90} Gd _{0.10}]O ₄	8.454
24	Mn _{0.74} Zn _{0.26} [Fe _{1.80} Gd _{0.20}]O ₄	8.421
25	Mn _{0.86} Zn _{0.14} [Fe _{1.74} Gd _{0.26}]O ₄	8.400
26	Mn _{0.48} Zn _{0.52} Fe ₂ O ₄	8.415
27	Mn _{0.59} Zn _{0.41} Fe ₂ O ₄	8.402
31	Mn _{0.36} Zn _{0.64} Fe ₂ O ₄	8.480

зависимостей характерен для наночастиц ферритов исследуемой системы. Все образцы проявляют антиферромагнитное поведение на низких температурах и последующий относительно быстрый (почти линейный) спад намагниченности при приближении к 340 К (самый быстрый спад наблюдается для образцов с максимальной степенью замещения Fe⁺³ на L⁺³ – образцы №16, 23, 24). Для этих образцов температура Кюри (T_C) лежит в пределах 52-72°С. Исходя из з-на Кюри, для достаточно высоких температур и слабых магнитных полей был приблизительно рассчитан магнитный момент отдельной частицы, который для ферритов исследуемой системы составил ~ 17000 μ_B [4].

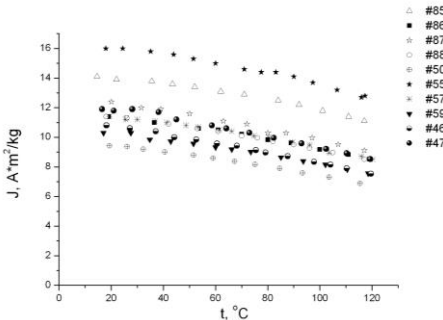


Рис. 5

№ образца	Химическая формула
46	Mn _{0.50} Zn _{0.50} [Fe _{1.90} Ce _{0.10}]O ₄
47	Mn _{0.60} Zn _{0.40} [Fe _{1.90} Ce _{0.10}]O ₄
50	Mn _{0.50} Zn _{0.50} [Fe _{1.95} Ce _{0.05}]O ₄
55	Mn _{0.70} Zn _{0.30} [Fe _{1.90} Ce _{0.10}]O ₄
57	Mn _{0.60} Zn _{0.40} [Fe _{1.95} Ce _{0.05}]O ₄
59	Mn _{0.70} Zn _{0.30} [Fe _{1.95} Ce _{0.05}]O ₄
85	Mn _{0.90} Zn _{0.10} [Fe _{1.90} Ce _{0.10}]O ₄
86	Mn _{0.90} Zn _{0.10} [Fe _{1.95} Ce _{0.05}]O ₄
87	Mn _{0.90} Zn _{0.10} [Fe _{1.96} Ce _{0.04}]O ₄
88	Mn _{0.90} Zn _{0.10} [Fe _{1.97} Ce _{0.03}]O ₄

Табл. 2

a, Å
8.4097
8.4023
8.4040
8.3958
8.3923
8.4019
8.3982
8.4014
8.3956
8.5971

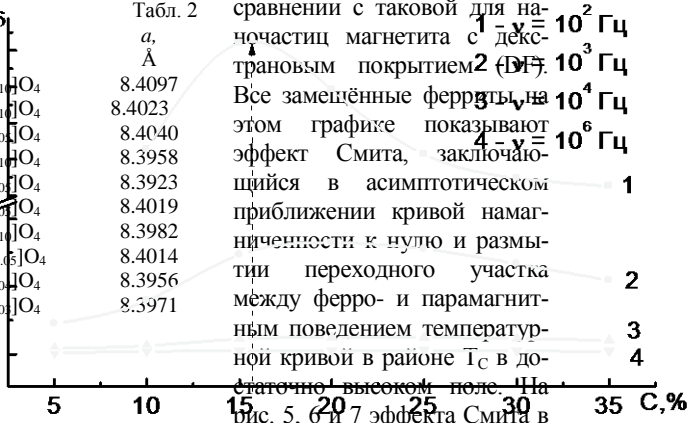
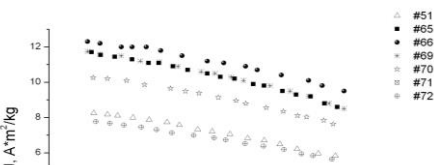


Рис. 6

№ образца	Химическая формула
51	Mn _{0.50} Zn _{0.50} [Fe _{1.95} Dy _{0.05}]O ₄
65	Mn _{0.60} Zn _{0.40} [Fe _{1.95} La _{0.05}]O ₄
66	Mn _{0.60} Zn _{0.40} [Fe _{1.90} La _{0.10}]O ₄
69	Mn _{0.60} Zn _{0.40} [Fe _{1.90} Er _{0.10}]O ₄
70	Mn _{0.60} Zn _{0.40} [Fe _{1.95} Er _{0.05}]O ₄
71	Mn _{0.60} Zn _{0.40} [Fe _{1.90} Yb _{0.10}]O ₄
72	Mn _{0.60} Zn _{0.40} [Fe _{1.95} Yb _{0.05}]O ₄

Табл. 3

a, Å
8.4075
8.3945
8.4046
8.4017
8.4020
8.4105
8.4024



С помощью экспресс-магнитометра снимались зависимости удельной намагниченности $M(T)$ в диапазоне температур от комнатной до $\sim 120^\circ\text{C}$ (рис. 4, 5, 6, 7). Рис. 4 показывает температурные зависимости удельной намагниченности для группы образцов наночастиц замещённых ферритов (табл. 1) в сравнении с таковой для наночастиц магнетита с декстранным покрытием (рис. 4). Все замещённые ферриты на этом графике показывают эффект Смита, заключающийся в асимптотическом приближении кривой намагниченности к нулю и размытии переходного участка между ферро- и парамагнитным поведением температурной кривой в районе T_C в достаточно высоком поле. На рис. 5, 6 и 7 эффекта Смита в данном диапазоне температур не наблюдается, и T_C ферритов (табл. 2, 3, 4) выше 120°C .

В настоящее время эффект нагрева суперпарамагнитных частиц в переменном поле на низких радиочастотах (50-1000кГц) объясняют наличием как анизотропии намагниченности в каждой отдельной наночастице (*Неелевская релаксация*) так и механическим вращением самих частиц (*Броуновская релаксация*). Оба процесса рассматриваются происходящими параллельно [5].

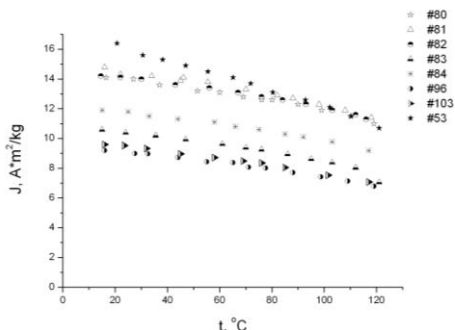


Рис. 7

№ образца	Химическая формула
53	$Mn_{0.60}Zn_{0.40}[Fe_{1.90}Gd_{0.10}]O_4$
80	$Mn_{0.90}Zn_{0.10}[Fe_{1.95}Gd_{0.05}]O_4$
81	$Mn_{0.90}Zn_{0.10}[Fe_{1.96}Gd_{0.04}]O_4$
82	$Mn_{0.90}Zn_{0.10}[Fe_{1.97}Gd_{0.03}]O_4$
83	$Mn_{0.90}Zn_{0.10}[Fe_{1.98}Gd_{0.02}]O_4$
84	$Mn_{0.90}Zn_{0.10}[Fe_{1.99}Gd_{0.01}]O_4$
96	$Mn_{0.80}Zn_{0.20}[Fe_{1.98}Gd_{0.02}]O_4$
103	$Mn_{0.70}Zn_{0.30}[Fe_{1.99}Gd_{0.01}]O_4$

Табл. 4

α , Å
8.3901
8.3957
8.4012
8.3998
8.3912
8.3955
8.3895
8.3963

Количество выделяемой теплоты теоретически должно быть прямо пропорционально площади петли гистерезиса данного материала [5, 6]. Видимое отсутствие какой бы то ни было петли гистерезиса в диапазоне комнатной температуры, характерное для суперпарамагнитного поведения, наводит на размышления о специфике реально происходящего механизма нагрева.

В отсутствии магнитного поля все частицы (и их магнитные моменты) ориентированы произвольным образом, так, что остаточная намагниченность ансамбля наночастиц равна нулю. Однако к этому механизму следует добавить ещё то, что в частности, в ходе

магнитных измерений частицы (если они не зафиксированы в полимерной матрице или, например, на подложке) могут образовывать спонтанные агломераты таким образом, чтобы суммарный магнитный момент такого агломерата был минимальным.

Чтобы проверить это предположение мы сравнили температурные зависимости приведённой намагниченности \bar{J} наночастиц феррита в виде порошкообразного образца и тех же частиц, заключённых в полимерную матрицу (рис. 8). Температуры максимумов на кривых $\bar{J} - T$ практически не отличаются, что говорит о том, что характерная форма кривых ZFC и FC вызвана внутренними свойствами наночастиц, а не их взаимодействием. Можно заметить, что \bar{J} второго

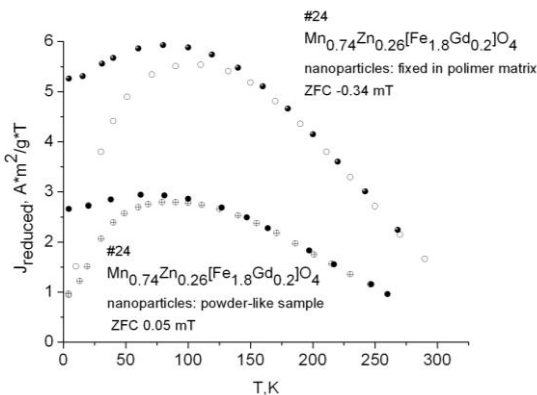


Рис. 8

образца, по меньшей мере, в два раза выше по отношению к первому. Также для одного из образцов (состав №81) наночастиц, зафиксированных в полимерной матрице была снята на экспресс-магнитометре $M(H)$ зависимость при комнатной температуре (рис. 9).

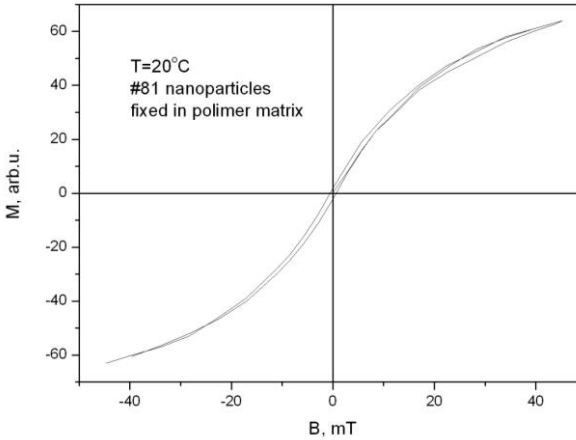


Рис. 9

$M(H)$ зависимости, снятые при комнатной температуре для данного и для всех остальных образцов наночастиц, подчиняются закону Ланжевена:

$$M(T, H) = M_S \left[\coth\left(\frac{\mu_0 \mu H}{k_B T}\right) - \frac{k_B T}{\mu_0 \mu H} \right]$$

описывающему суперпарамагнитное поведение, где намагниченность наночастицы M [A/m] является функцией температуры T [K] и приложенного магнитного поля H [A/m] (теор. вид кривой $M(H)$ показан на рис. 10). Здесь μ – магнитный момент частицы, $\mu = M_S \cdot V$, V – объём частицы, M_S – намагниченность насыщения [5, 6]. На экспериментально полученной для зафиксированных наночастиц кривой (рис. 9) становится видна слабая остаточная намагниченность, в отличие от подобных кривых с нулевой остаточной намагниченностью и коэрцитивностью, традиционно получаемых при комнатной температуре для незафиксированных суперпарамагнитных частиц [3, 6, 7]. В этой связи предположение о спонтанной агломерации частиц как возможного объяснения отсутствия видимой петли гистерезиса у суперпарамагнитных частиц в комнатном диапазоне температур, по видимому, справедливо.

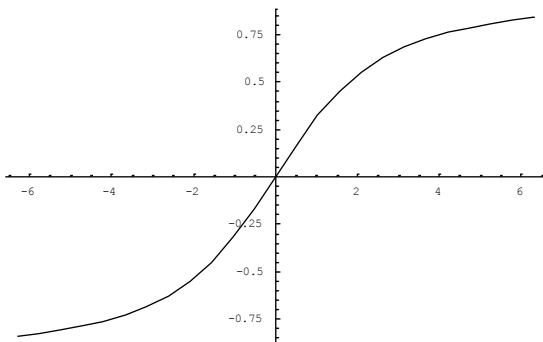


Рис. 10

В дальнейших исследованиях этого аспекта магнитных свойств суперпарамагнитных частиц следует обратить серьёзное внимание на исследование намагниченности каждой отдельной частицы, не участвующей в коллективных объединениях. Кроме того, следует выяснить, действительно ли остаточная намагниченность суперпарамагнитных частиц мала на уровне экспериментальной ошибки (как на рис. 9), или же эта малость связана со спецификой измерений в постоянных полях, когда успевают происходить релаксация магнитного момента отдельной частицы.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. A. Jordan et al., *J. Magn. Magn. Mater.* 201 (1999) 413–9.
2. M. Johannsen et al., *Int. J. Hyperthermia*, November 2005; 21(7):637-647.
3. T.N. Brusentsova et al., *J. Mag. Magn. Mat.* 293 (2005) p.298-302.
4. Т.Н. Брусенцова и др., *Медицинская физика*, 3(27) (2005) 58-68.
5. R. E. Rosensweig, *J. Magn. Magn. Mater.* 252 (2002) 370–4.
6. Q. A. Pankhurst et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.* 36 (2003) R167–R181.
7. T.N. Brusentsova et al., *J. Mag. Magn. Mat.*, *submitted*.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МАГНИТОУПРАВЛЯЕМЫХ НАНОЖИДКОСТЕЙ

Сизов А.П., Сергеев Е.В., Снегирев Д.Г., Топорова Е.А.
Ивановская государственная сельскохозяйственная академия.
153012, г. Иваново, ул. Советская, 45. Факс (4932) 328144.

Опыт создания магнитоуправляемых наножидкостей или магнитных жидкостей (МЖ) для различных направлений использования (уплотнительная техника, медицина, сепараторы устройства для демпфирования колебаний, магнитоуправляемые смазки и т.д.) показал, что исследователями и инженерами разработаны различные требования к начальным физико-химическим характеристикам МЖ. Такого типа магнитоуправляемый наноматериал создается как коллоидная система, свойства которой определяются параметрами выбранного ферромагнитного материала предназначено для получения частиц супермалого размера, используемым ПАВ, предотвращающим агломерацию феррочастиц, и базовой жидкости, в которую вводятся феррочастицы совместно с ПАВ. Поиск универсальной МЖ отвечающей всем направлениям использования пока не дал положительных результатов.

Представляется, что идеальная МЖ, обладая значительной намагниченностью, не должна разделяться в неоднородном магнитном поле на две составляющие: магнитную твердую фазу и жидкость-носитель, на основе которого она создается. Однако именно указанные процессы являются темой изучения ряда исследователей, так как изменение структуры МЖ при воздействии магнитного поля приводит к изменению ее реологических, электрических, оптических свойств и определяет надежность работы герметизирующих устройств.

В представленной работе приведены результаты исследования электрических свойств МЖ при воздействии магнитного поля. Исследования проводились на установке, состоящей из плоской измерительной ячейки, в пространство между электродами которой заливалась исследуемая МЖ. Ячейка помещалась в однородное постоянное магнитное поле, а выводы электродов подключались к измерительному прибору. В результате исследования установлено, что при воздействии магнитного поля происходит уменьшение электрического сопротивления слоя МЖ, т.е. величина сопротивления без магнитного поля R_0 и при воздействии магнитного поля R_H отличаются. Значение изменения электрического сопротивления $\Delta R = R_0 - R_H$ зависит также от величины зазора между электродами ячейки.

Исследовалось изменение AR во времени при наложении магнитного поля и при прекращении воздействия его, что дает информацию о подвижности структуры из феррочастиц и взаимодействия слоев ПАВ. Для получения указанной информации величина AR фиксировалась с помощью самописца прибора.

Установлено, что нарастание AR и его уменьшение после прекращения воздействия магнитного поля зависит от величины напряженности магнитного поля H , типа МЖ.

Таким образом, по данным измерения AR во времени, можно судить о реологических свойствах исследуемых МЖ. Это особенно важно при использовании МЖ в датчиках и демпфирующих устройствах. Проведенные ранее исследования демпферов с использованием МЖ в качестве диссипативного элемента показали, что на время затухания колебаний влияет состав МЖ, ее намагниченность, величина напряженности магнитного поля. Исследования проведены для демпфера вращательного и возвратно-поступательного движения. В качестве источников магнитного поля в демпфере использованы постоянные магниты.

Следовательно, полученная информация об изменении AR применима для предварительного подбора МЖ для датчиков и демпфирующих устройств.

ВЛИЯНИЕ СОСТАВА И ТЕМПЕРАТУРЫ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

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

Белорусский государственный университет
220030, г. Минск, пр-т Независимости, 4. E-mail: zubko@bsu.by



Зубко Д. В. в 1996 году окончил Белорусский государственный университет, физический факультет по специальности физика. На кафедре биофизики физического факультета работает с 1997 г. в должности инженера, 2001 г. – должности младшего научного сотрудника, 2003 г. – научного сотрудника. Научным направлением является исследование электрических свойств жидкодисперсных систем, применительно к разработке экспресс-методов анализа их структуры и свойств. В области исследования и разработки экспресс-методов анализа структуры и свойств жидкодисперсных систем опубликовано в печати более 20 научных работ, в том числе 12 статей, является автором 1 патента на изобретение.

Электрические характеристики (относительная диэлектрическая проницаемость – ϵ , удельное электрическое сопротивление – ρ , тангенс угла диэлектрических потерь – $\operatorname{tg} \delta$) магнитных жидкостей (МЖ) зависят от изменения ее внутренней структуры (концентрации и размера частиц дисперсной фазы (ДФ), толщины и прочности поверхностно-активного вещества (ПАВ) на поверхности частиц, заряда и природы частиц) и могут быть использованы для оценки их качества, составов и свойств. С этой точки зрения представляется, на наш взгляд, целесообразным использование метода импедансной спектроскопии для установления закономерностей, определяющих электрические свойства МЖ в зависимости от частоты электрического поля, концентрации дисперсной фазы и температуры среды.

Для изучения электрических свойств исследуемых магнитных жидкостей разработана методика [1], в основу которой положено раздельное измерение емкостной и активной составляющих импеданса электродной ячейки, заполненной МЖ. Исследуемые образцы помещали в однородное переменное электрическое поле, создаваемое в межэлектродном пространстве электродной измерительной ячейки. Влияние «паразитных» параметров на результаты измерений электрической емкости (C) и активной проводимости (g) электродной ячейки, заполненной МЖ, исключали путем коррекции составляющих импеданса. По скорректированным значениям C и g рассчитывали электрические характеристики МЖ такие, как относительная диэлектрическая проницае-

мость, удельное электрическое сопротивление и тангенс угла диэлектрических потерь. Точность определения ε , ρ и $\operatorname{tg}\delta$ МЖ составляет $\pm 0,5\%$ в диапазоне частот электрического тока (10^2 - 10^6 Гц). В качестве объекта исследования использовали магнитные жидкости на основе декана и керосина с использованием олеиновой кислоты в качестве поверхностно-активного вещества.

Исследованы изменения электрических свойств МЖ в диапазоне частот электрического тока (10^2 - 10^6 Гц), концентрации частиц ДФ Fe_3O_4 в МЖ (5-35 мас.%) и температуры среды (250-295 К). Как следует из полученных экспериментальных результатов (рис. 1, 3) при различных фиксированных частотах электрического тока для исследуемых магнитных жидкостей на основе декана и керосина характерны повышения относительной диэлектрической проницаемости с возрастанием концентрации дисперсной фазы и понижение удельного электрического сопротивления МЖ. При этом величины диэлектрической проницаемости в области высоких концентраций приближаются к постоянным значениям, а максимум величины диэлектрических потерь обнаруживается в концентрационной области дисперсной фазы (15-20 мас.%). Зависимость тангенса угла диэлектрических потерь магнитной жидкости на основе декана в исследуемом диапазоне концентраций дисперсной фазы носит нелинейный характер и обнаруживает максимум (рис. 2).

Анализ экспериментальных зависимостей ε и ρ МЖ на основе декана (см. рис. 1) при различных частотах электрического тока свидетельствует о существовании критической концентрационной области, характеризующейся выраженным изменением характера проводимости МЖ [1, 2]. В области низких концентраций дисперсной фазы МЖ наблюдается более выраженное изменение величина ρ , поскольку определяющий вклад в активную проводимость вносят свободные заряды. Величина ε , наоборот, больше меняется в области высоких концентраций, что обусловлено преобладанием поляризационных явлений (см. рис. 1). Тангенс угла диэлектрических потерь свидетельствует о перераспределении свободных и связанных зарядов в МЖ (см. рис. 2). Подтверждением этому является сопоставление относительного хода концентрационных зависимостей ε , ρ и $\operatorname{tg}\delta$ МЖ (см. рис. 1, 2). При этом повышение частоты электрического тока приводит к понижению величин, ε и ρ . Максимум величины $\operatorname{tg}\delta$ магнитной жидкости смещается в сторону более высоких концентраций и имеет более сглаженный вид.

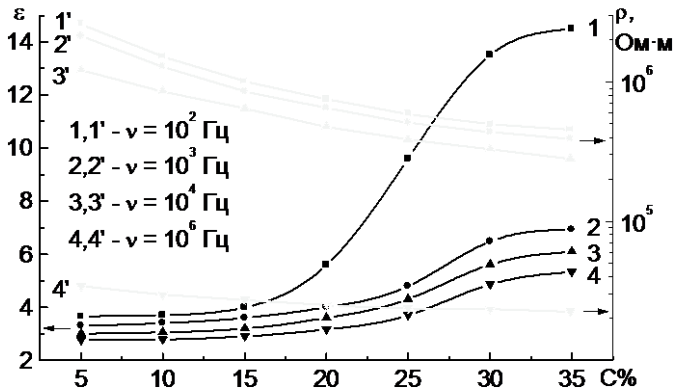


Рис. 1. Концентрационная зависимость ε и ρ МЖ на основе декана ($T=293$ К)

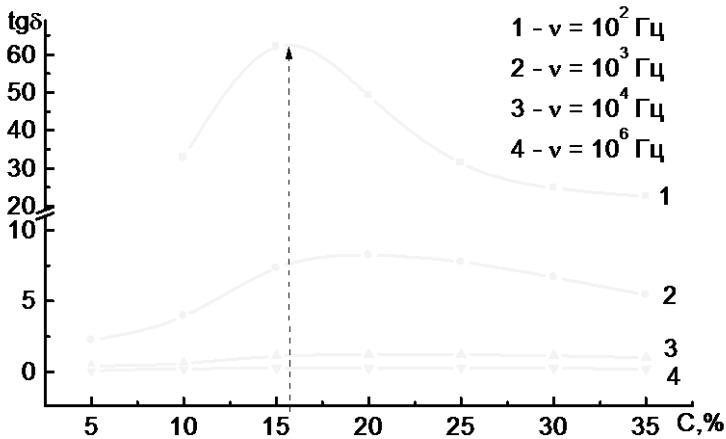


Рис. 2. Концентрационная зависимость $\text{tg}\delta$ МЖ на основе декана ($T=293$ К)

Наиболее значительные изменения величины ε (примерно в 7 раз) при повышении концентрации дисперсной фазы наблюдается на частоте 10^2 Гц для магнитных жидкостей на основе декана и керосина (см. рис. 1, 3). Величина $\text{tg}\delta$ для МЖ на основе декана в зависимости от концентраций дисперсной фазы оказывается наиболее информатив-

ной лишь на частотах 10^2 , 10^3 Гц, тогда как на частоте 10^6 Гц тангенс угла диэлектрических потерь практически не зависят от концентрации дисперсной фазы (см. рис. 2).

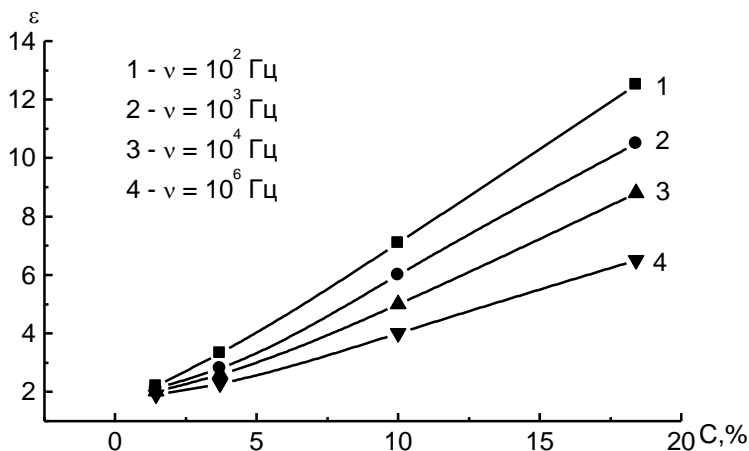


Рис. 3. Концентрационная зависимость ε МЖ на основе керосина ($T=293$ К)

Следовательно, электрические характеристики магнитных жидкостей оказываются весьма чувствительными к изменению концентрации частиц оксида железа (II, III). Анализ полученных экспериментальных зависимостей $\varepsilon = \psi(C)$, $\rho = \xi(C)$, $\text{tg} \delta = \varphi(C)$ позволяет определить оптимальную область рабочих частот, в пределах которых электрические характеристики исследуемых магнитных жидкостей оказываются наиболее информативными к изменению концентрации частиц ДФ в МЖ. При фиксированном составе МЖ (что на практике означает применение одного и того же метода синтеза) электрические характеристики могут быть использованы для оценки концентрации ДФ в МЖ. При этом соответствующая оценка параметров МЖ осуществляется по электрической величине, определяемой на частоте 10^2 Гц, как наиболее чувствительной к изменению концентрации частиц ДФ. Следует отметить, что в области концентраций ДФ (5-20%) наиболее информативными электрическими характеристиками являются удельное электросопротивление и тангенс угла диэлектрических потерь МЖ, тогда как в области концентраций ДФ (20-35%) следует отдать предпочтение ее диэлектрической проницаемости.

Исследованы изменения относительной диэлектрической проницаемости МЖ на основе керосина в зависимости от температуры МЖ (250-295 К) при различных фиксированных частотах электрического тока (рис. 3).

Экспериментально обнаружен сдвиг температуры отвердевания коллоидов (T_{\max}) и экстремумов диэлектрической проницаемости $\varepsilon(T_{\max})$ в область меньших температур с ростом концентрации дисперсной фазы в магнитной жидкости на основе керосина [3]. Изменение величин ε в окрестности температуры фазового перехода, включая область метастабильного состояния, незначительны. Максимальный зарегистрированный сдвиг температуры кристаллизации коллоидов составляет примерно 8,5 К (см. рис. 4, 5).

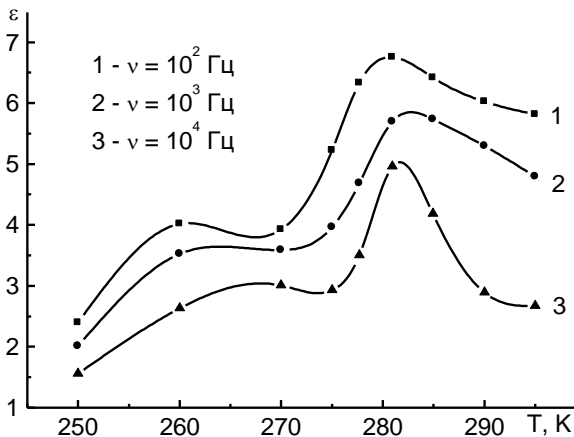


Рис. 4. Температурная зависимость ε МЖ на основе керосина. Концентрация дисперсной фазы 3,6%

Таким образом, исследованы электрические свойства магнитных жидкостей на основе декана и керосина в зависимости от частоты электрического поля, концентрации дисперсной фазы и температуры среды. Выявлены особенности структурного состояния магнитных жидкостей при относительно низких и высоких концентрациях дисперсной фазы для различных частот электрического тока и температуры среды.

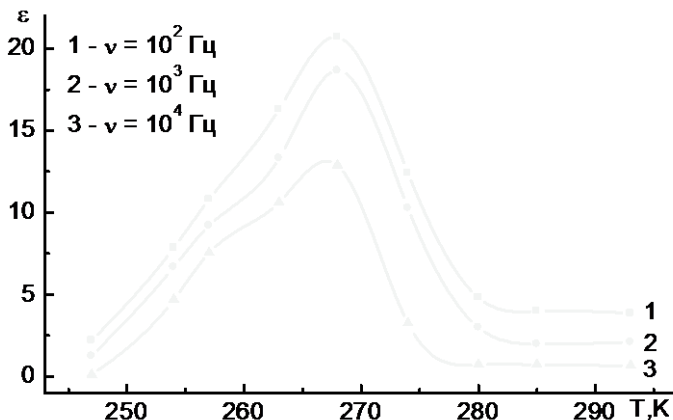


Рис. 5. Температурная зависимость ϵ МЖ на основе керосина.
Концентрация дисперсной фазы 18,4%

Анализ закономерностей этих изменений позволил выявить тенденции повышения переноса электрического заряда в МЖ и определить требования, предъявляемые к экспериментальным условиям и параметрам МЖ, способствующим оптимальному проявлению рассматриваемых явлений. Полученные результаты исследований использованы для контроля качества МЖ и оптимизации технологии их получения с целью улучшения эксплуатационных свойств данного материала.

Работа выполнена при поддержке БРФФИ. Грант № X05-041.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Zubko V.I., Komjak A.I., Korobov V.A., Khrapovitsky V. P. Electrical Properties of Magnetic Fluids // J. Magnetism and Magnetic Materials. – Holland, Amsterdam, 1990. – V.85. – P. 151-153.
2. Зубко В.И., Лесникович А.И., Воробьева С.А., Сицко Г.Н., Коробов В.А., Мушинский В.В., Соболев Н.С. Электрофизические свойства магнитной жидкости как характеристики ее важнейших параметров // Вестн НАНБ, сер. физ.-тех. наук (1988), №4. – С. 68-72.
3. Zubko V.I., Sitsko G.N., Korobov V.A., Onoprienko T.A. The effect of a magnetic Fluids Temperature on their electrophysical Properties // 7-th international Conference on Magnetic Fluids. Abstr Conf. Bhavnagar, (India), 1995. – P. 60-61.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕФОРМАЦИОННОГО ЭФФЕКТА В ВЕЗИКУЛАХ ИЗ МАГНИТОАНИЗОТРОПНОГО МАТЕРИАЛА

Райхер Ю.Л., Столбов О.В.

Институт механики сплошных сред УрО РАН
614013, г. Пермь, ул. Королева, 1. Факс (3422) 336957
E-mails: raikher@icmm.ru и sov@icmm.ru



Райхер Юрий Львович окончил Пермский государственный университет в 1971 г. и аспирантуру при нем в 1974 году. Работает в Институте механики сплошных сред Уральского отделения РАН с 1971 г. Доктор физико-математических наук, диссертация «Магнитные и ориентационные свойства ансамблей однодоменных частиц в твердых и жидкокристаллических матрицах» защищена в 1996 г. в форме научного доклада. С 1991 г. заведует Лабораторией кинетики анизотропных жидкостей ИМСС УрО РАН. Член секции «Магнетизм» Научного совета РАН по проблеме «Физика конденсированных сред», член International Steering Committee on Magnetic Fluids. Имеет около 200 научных публикаций, в т.ч. 115 статей. Области научных интересов: физика дисперсных ферромагнетиков и сложных магнитных жидкостей



Столбов Олег Валерьевич окончил в 2001 году Пермский технический университет по специальности «Математическое моделирование систем и процессов» и получил степень магистра прикладной математики и информатики. Затем поступил в аспирантуру в Институт механики сплошных сред УрО РАН. Имеет более 20 научных публикаций, в т.ч. 10 статей. Научные исследования в области магнитоупругих материалов. Участник проектов РФФИ, УрО РАН, Международного научного фонда (Фонд Сороса), INTAS и CRDF

Введение

Совсем недавно в физикохимии магниточувствительных жидких систем возникло новое направление. Речь идет о гетерогенных средах, где магнитные коллоидные частицы имеют усложненную топологию. Вместо монолитного нанокристалла из металла или феррита, как в обычных ферроколлоидах, здесь роль «элементарной» частицы выполняет полимерный пузырек (везикула, капсула) размером ~ 100 нм, причем магнитными свойствами обладает только вещество, из которого сформированы стенки объекта. Вследствие этого, новая магнитная среда оказывается сложной вдвойне: в ней не только матрица является жидко-

стью со сложной структурой, но еще и форма, а не только состояние намагниченности, магниточувствительной частицы зависят от приложенного поля. Деформируемость частиц придает «капсульным» ферроколлоидам ряд новых свойств по сравнению с обычными магнитными жидкостями. Так, например, для создания макроскопической оптической анизотропии не требуется, чтобы сферические частицы объединялись в цепочечные агрегаты: достаточно того, что при намагничивании сами капсулы приобретают наведенную анизотропность.

Первый реальный «капсульный» магнитный коллоид описан в работе [1]. Пузырьки ~ 100 нм, названные там феррополимеросомами, формируются при самосборке амфифильного блок-сополимера в бислой; при этом внутрь оболочки (мембраны), толщина которой составляет ~ 20 нм, встраиваются частицы γ -окиси железа диаметром ~ 7 нм. В приложенном поле такой пузырек деформируется, изменяя форму и объем внутренней полости.

В работе [2] представлен другой магниточувствительный коллоид того же типа. Здесь были исследованы нанокapsулы (сферические мембраны) диаметром ~ 100 нм, образующиеся при самосборке низкомолекулярного мезоморфного вещества. В результате, оболочка полученной капсулы при комнатной температуре находится в жидкокристаллическом состоянии, близком к смектическому. Здесь стержнеобразные молекулы (длиной ~ 10 нм) выстроены «бок о бок» в направлении нормали к поверхности, так что имеется значительная анизотропия свойств по отношению к этой оси. Отклик на приложенное поле обусловлен высокой одноосной анизотропией тензора диамагнитной восприимчивости материала мембраны; в указанных условиях этой величине можно придать вид

$$\chi_{ik} = \chi_0 + \Delta\chi v_i v_k, \quad (1)$$

где \mathbf{v} – локальная нормаль. Как указано в [2], во внешнем поле \mathbf{H} жидкокристаллический материал – его химическое название 2,5''''-R-2-метил 3,6,9,12,15-пентаоксагексадециловый эфир – стремится ориентироваться таким образом, чтобы его молекулы выстроились своими длинными осями вдоль \mathbf{H} . Учитывая, диамагнетизм вещества, видим, что в формуле (1) следует положить $\chi_0 < 0$ и $\Delta\chi > 0$.

Очевидно, что для понимания физики магнитных коллоидов с деформируемыми частицами, прежде всего, необходимо иметь модель, описывающую отклик капсулы – геометрический и магнитный – на приложенное поле. Теория для феррополимеросом была построена в работах [3, 4] на основе модели магнитодеформационного эффекта в феррогелею там же развита процедура численного расчета формы осесимметричного тела. В предположении о том, что вещество, составляющее

оболочку капсулы, магнито- и упруго- изотропно, получены зависимости удлинения капсулы (вдоль поля) и ее сжатия в поперечном направлении. Расчет показал также, что в капсуле с конечной толщиной стенки (всюду одинаковой в начальном состоянии), намагничивание вызывает противоположные изменения этой величины на полюсах и на экваторе. Подобные изменения были, действительно, обнаружены при измерении рассеяния нейтронов [5].

В экспериментах [2] было измерено статическое магнитное двулучепреломление во взвеси жидкокристаллических нанокapsул при наложении однородного поля напряженностью до 200 кЭ. Оказалось, что эффект значителен и имеет отрицательный знак, что указывает на сплющивание капсул вдоль направления H . К тому же выводу привели и прямые электронно-микроскопические наблюдения, для которых наведенная текстура фиксировалась путем полимеризации жидкой матрицы. Из приведенных фотографий видно, что даже в максимальном поле капсулы независимы; поле сплющивает их, в максимуме степень деформации достигает 30%.

Очевидно, что в целом причиной появления несферичности капсул (стрикция) является конкуренция магнитоэластического (убывающего с ростом поля) и упругого (возрастающего с увеличением деформации) вкладов в энергию. Заметим, что в поле 200 кЭ объемная плотность магнитной энергии в стенке достигает $3 \cdot 10^5$ дин/см² (или 300 кПа) и вполне сопоставима с эффективным модулем упругости мембраны. Однако предсказать знак магнитоэластического эффекта в диамагнитных капсулах существенно сложнее. Действительно, если бы восприимчивость мембраны была изотропна, то независимо от знака χ магнитоэластическое взаимодействие привело бы к удлинению капсулы вдоль поля, поскольку этот эффект квадратичен по H [3]. Эксперимент же однозначно показывает сплющивание капсулы и, значит, главную роль играют анизотропия восприимчивости и, возможно, анизотропия упругих свойств мембраны.

Одновременный учет всех перечисленных факторов в простом аналитическом расчете не представляется возможным, поэтому задача об изменении формы диамагнитной капсулы в однородном внешнем поле решалась численно. Выполненная для этого случая модификация модели [3, 4] описана в следующем разделе.

Постановка задачи и метод решения

Для описания нанокapsулы во внешнем однородном магнитном поле H_0 используем континуальный подход, как в работах [3, 4]. Рассмотрим полый шар, магнитная восприимчивость которого анизотроп-

на, причем ось анизотропии \mathbf{v} – локальная нормаль к поверхности. Внешний и внутренний радиусы шара обозначим соответственно через r_2 и r_1 . Запишем систему уравнений, связав в ней две задачи: магнито-статическую и упругую, расчет начнем с магнито-статической части. При отсутствии токов вектор напряженности магнитного поля \mathbf{H} можно представить через градиент скалярной функции $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 - \nabla\psi$. Вариация магнитной энергии

$$\int_V \mathbf{B} \cdot \delta \mathbf{H} dV = 0 \quad (2)$$

обращается в нуль как внутри стенки капсулы, так и по обе стороны от нее. Закон намагничивания предполагаем анизотропным, но линейным: $\mathbf{M} = \boldsymbol{\chi} \cdot \mathbf{H}$, где $\boldsymbol{\chi}$ – тензор магнитной восприимчивости (1), зависящий от координат, который запишем в виде

$$\boldsymbol{\chi} = \chi_0 \mathbf{g} + \Delta \chi \mathbf{v} \mathbf{v}. \quad (3)$$

Подставляя выражение (3) в (2) получим

$$\begin{aligned} & \int_V [(1 + 4\pi\chi_0) \nabla\psi \cdot \nabla\delta\psi + 4\pi\Delta\chi (\nabla\psi \cdot \mathbf{v})(\nabla\delta\psi \cdot \mathbf{v})] dV = \\ & = 4\pi \int_V [\chi_0 \mathbf{H}_0 \cdot \nabla\delta\psi + \Delta\chi (\mathbf{H}_0 \cdot \mathbf{v})(\nabla\delta\psi \cdot \mathbf{v})] dV. \end{aligned} \quad (4)$$

Перейдем к рассмотрению упругой задачи. Условие баланса сил внутри образца и закон Гука, выражаются уравнениями

$$\nabla \cdot \mathbf{T} + \mathbf{M} \cdot \nabla \mathbf{H} = 0, \quad \mathbf{T} = \lambda I_1(\mathbf{e}) \mathbf{g} + 2G\mathbf{e} + a_1 \mathbf{e} \cdot \mathbf{v} \mathbf{v} + a_2 (\mathbf{v} \cdot \mathbf{e} \cdot \mathbf{v}) \mathbf{v} \mathbf{v}, \quad (5)$$

где \mathbf{T} – тензор напряжений Коши, \mathbf{e} – тензор деформаций, \mathbf{g} – единичный тензор, λ и G – константы Ламе, a_1 и a_2 – константы анизотропии, а $\mathbf{M} \cdot \nabla \mathbf{H}$ – пондеромоторная сила. Связь тензора деформаций \mathbf{e} с вектором перемещений \mathbf{u} и граничные условия для напряжения запишем в виде

$$\mathbf{e} = \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T), \quad \mathbf{n} \cdot \mathbf{T}|_{\Gamma} = 2\pi M_n^2 \cdot \mathbf{n}|_{\Gamma}, \quad (6)$$

где Γ – поверхность образа, а \mathbf{n} – ее внешняя нормаль.

Применим к изучаемой системе принцип виртуальной работы:

$$\int_V \mathbf{T} \cdot \delta \mathbf{e} dV = \int_{\Gamma} 2\pi M_n^2 \mathbf{n} \cdot \delta \mathbf{u} dS + \int_V \mathbf{M} \cdot \nabla \mathbf{H} \cdot \delta \mathbf{u} dV \quad (7)$$

и рассмотрим предел малых деформаций, то есть начальную стадию намагничивания. Тогда задачи вычисления внутреннего магнитного поля и механических напряжений разделяются, будем решать их последовательно, предполагая для обеих осевую симметрию. В такой постанов-

ке достаточно рассмотреть сечение капсулы, проходящее через ось ее симметрии, то есть через направление поля.

Задача магнитостатики решается методом конечных элементов. Система линейно-независимых функций $\{\varphi_j\}$ строится по следующим правилам: сечение полого шара, проходящее через Oz , разбивается на треугольники и каждая вершина принимается за узел, все узлы нумеруются от 0 до $m - 1$. Полагаем, что функция φ_j равна единице в j -м узле и нулю во всех остальных. Разложим по ней скалярный потенциал ψ

$$\psi = \sum_{j=0}^{m-1} \psi_j \varphi_j$$

Подставляя это разложение в (3) и приравнявая к нулю коэффициенты при вариациях $\delta\psi_k$, получаем систему линейных алгебраических уравнений, из которой находим коэффициенты разложения.

Для решения упругой задачи используем тот же алгоритм метода конечных элементов и на основе скалярных функций φ_j построим набор векторных функций $\{\Phi_j\}$, обладающий теми же свойствами, что и $\{\varphi_j\}$. Поле перемещений внутри образца запишем в виде разложения

$$\mathbf{u} = \sum_{j=0}^{2m-1} u_j \Phi_j, \quad (8)$$

которое затем подставим в вариационное уравнение (7) с учетом закона Гука (5). Приравнивание нулю коэффициентов при δu_i даёт систему $2m$ линейных алгебраических уравнений для амплитуд u_k . По найденному полю перемещений далее находятся тензоры напряжений и деформации.

Результаты и выводы

При решении задачи за основную деформационную характеристику принималось относительное изменение расстояния между полюсами капсулы в направлении поля: $\varepsilon = u_z(\rho = 0, z = r_2)/r_2$. Используемая в расчете величина магнитного поля, обезразмеренного относительно модуля упругости, составляла $H_0/\sqrt{G} = 4 \cdot 10^4$, для диамагнитной восприимчивости в соответствии с данными [2] мы положили $\chi_0 = -4 \cdot 10^{-6}$, $\Delta\chi = 8 \cdot 10^{-6}$, а для констант анизотропной упругости приняли $a_1/\sqrt{G} = a_2/\sqrt{G} = 10$.

Результат расчета представлен на рис. 1. Как видно, при указанных значениях параметров сжатие капсулы в направлении поля составило $\varepsilon = -10^{-10} H_0^2/G \approx 0.16$, что находится в качественном согласии с данными наблюдений [2]. Таким образом, оказалось, что при сильной

анизотропии магнитной восприимчивости материала деформационное поведение капсулы изменяется на противоположное по сравнению с изотропным случаем: вместо того, чтобы удлиниться в направлении поля капсула претерпевает сжатие. В дальнейшем этот обнаруженный эффект будет исследован при различных значениях геометрических (r_2/r_1) и магнитных параметров нанокapsул.

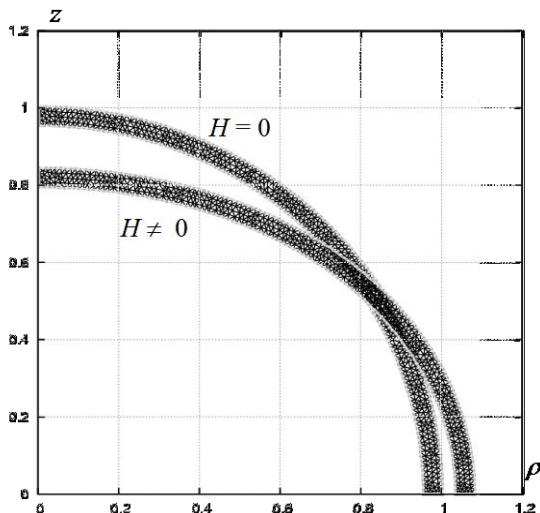


Рис.1 Форма сечения образца до и после включения магнитного поля.

Работа поддержана проектам РФФИ 05-02-16949 и 06-01-00723, О. Столбов выражает благодарность Программе поддержки молодых ученых УрО РАН, Ю. Райхер благодарит CRDF Award PE-009.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. S. Lecommandoux et al. // *Advanced Materials*. – 2005. – V.17. – P.712.
2. I. Shklyarevskiy et al. // *J. Amer. Chem. Soc.* – 2005. – V.127. – P.1112.
3. O.V. Stolbov, Yu.L. Raikher // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2005. – V.289. – P.62.
4. O.V. Stolbov, Yu.L. Raikher // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2006. – V.300. – P.e199.
5. S. Lecommandoux et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2006. – V.300. – P.71.

ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО СЦЕПЛЕНИЯ НА ОРИЕНТАЦИЮ БИСТАБИЛЬНОГО ФЕРРОНЕМАТИКА

Семёнова О.Р., Захлевных А.Н.

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



Семёнова 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 19 научных публикаций, в том числе 8 статей. В настоящее время проходит обучение в аспирантуре Пермского государственного университета по специальности 01.04.07. – Физика конденсированного состояния и работает по совместительству ассистентом кафедры физики твердого тела Пермского госуниверситета.



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 150 научных публикаций в российской и зарубежной печати. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФИ и Минобразования РФ.

В работе исследуются структурные переходы в плоскопараллельной ячейке ферронематика, т.е. разбавленной суспензии однодоменных магнитных частиц в нематическом жидком кристалле с бистабильным поверхностным сцеплением на нижней ограничивающей пластине.

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

$$F = \int F_v dV + \int F_s dS, \quad (1)$$

включающей в себя как объемную, так и поверхностную части.

Объемная плотность свободной энергии ферронематика имеет вид

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

Здесь \mathbf{n} – директор, K_{ii} – константы Франка ориентационной упругости жидкого кристалла, χ_a – анизотропия магнитной восприимчивости ($\sigma=1$ для $\chi_a > 0$ и $\sigma=-1$ для $\chi_a < 0$), \mathbf{H} – напряженность внешнего магнитного поля, 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 $W_p > 0$ представляет собой анизотропную часть энергии поверхностного натяжения и называется энергией сцепления магнитных частиц с нематической матрицей. Предполагается мягкое гомеотропное сцепление магнитных частиц с нематической матрицей, при котором в отсутствие поля $\mathbf{m} \perp \mathbf{n}$.

На верхней границе слоя ($z=L$) сцепление директора предполагается абсолютно жестким, т. е. $\mathbf{n}|_{z=L} = (0, 0, 1)$. На нижней границе слоя имеется двукратное вырождение по ориентациям, описываемое потенциалом вида

$$F_s = 4W_0 [1 - (\mathbf{n} \mathbf{e}_x)^2] [1 - (\mathbf{n} \mathbf{e}_z)^2], \quad (3)$$

здесь $W_0 > 0$ – поверхностная плотность энергии сцепления директора с границами, являющаяся мерой глубины минимумов потенциала (3); $\mathbf{e}_x = (1, 0, 0)$ и $\mathbf{e}_z = (0, 0, 1)$ единичные векторы двух осей легкого ориентирования.

Магнитное поле направлено по нормали к слою: $\mathbf{H} = (0, 0, H)$. Компоненты \mathbf{n} и \mathbf{m} ищем в виде

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

где $\varphi(z)$ и $\psi(z)$ – углы ориентации директора и намагниченности, соответственно.

Выберем в качестве единицы длины толщину ячейки L , тогда величина $\tilde{z} = z/L$ будет безразмерной координатой. Определим безразмерные материальные параметры $k \equiv K_{11}/K_{33}$, $w_p \equiv L^2 f_0 W_p / (K_{33} d)$, $w_0 = W_0 L / K_{33}$, $\xi = M_s f_0 L / \sqrt{K_{33} |\chi_a|}$, $\kappa = L^2 f_0 k_B T / (v K_{33})$ и безразмерную напряженность магнитного поля $h = LH (|\chi_a| / K_{33})^{1/2}$. Здесь $f_0 = Nv/V$ представляет собой среднюю концентрацию магнитных ча-

стиц в суспензии, N – число частиц, V – объем ферронематика. Параметр ξ характеризует режимы влияния внешнего поля на ферронематик. Параметр $\kappa = (L/\lambda)^2$, где $\lambda = (vK_{33}/f_0k_B T)^{1/2}$ – так называемая сегрегационная длина, задающая характерный масштаб области концентрационного расслоения.

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

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

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

$$(k \cos^2 \varphi_0 + \sin^2 \varphi_0) A^{1/2}(\varphi_0, \psi(\varphi_0)) = 2w_0 \sin 4\varphi_0, \quad (7)$$

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

где $A(\varphi, \psi(\varphi)) = (C - \sigma h^2 \sin^2 \varphi - 2\kappa f / f_0) / (k \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi)$ и $\varphi_0 = \varphi(\tilde{z})|_{\tilde{z}=0}$, а величина Q определяется соотношением $\int f dV = Nv$, представляющим собой условие постоянства числа частиц в суспензии. Здесь C – константа интегрирования, которая определяется из условия:

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

Полная система уравнений ориентационного равновесия ферронематика содержит уравнения (4) – (9). Эта система уравнений допускает решения, отвечающие однородному гомеотропному упорядочению, при котором $\varphi(\tilde{z}) \equiv \pi/2$, т.е. директор ортогонален границам слоя, а также гибриднему гомеотропно-планарному упорядочению, для которого угол φ зависит от координаты \tilde{z} , так что на верхней границе $\varphi = \pi/2$, а на нижней границе $\varphi = \varphi_0(h, w_0, w_p, k, \xi, \kappa)$.

На рис. 1 изображены зависимости $\varphi_0(w_0)$ для гомеотропно-планарной фазы (кривые 1 – 3) и гомеотропной (кривые 1' – 3') фазы для ферронематика с $k = 2/3$, $\sigma = -1$, $\xi = 0.5$, $\kappa = 0.1$ и $w_p = 0.1$. Для $\xi = 0.5$ взаимодействия между внешним полем и директором являются определяющими, они будут стремиться ориентировать директор вдоль поля и, тем самым, дестабилизировать гибридную фазу. По этой причине с увеличением поля кривые $\varphi_0(w_0)$ для гомеотропно-планарной

фазы смещаются вправо, что соответствует увеличению φ_0 для заданного значения энергии сцепления w_0 . С ростом поля соответствующее решение перестает существовать при заданном w_0 , что и вызывает переход первого рода в гомеотропную фазу (роль параметра порядка играет величина $\sin^2 \varphi_0$, которая испытывает скачок в точке перехода).

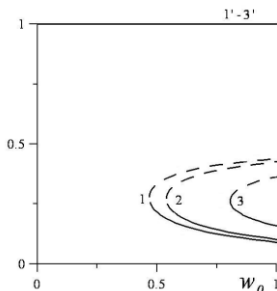


Рис. 1. Зависимость угла наклона директора φ_0 на нижней границе ячейки от энергии сцепления w_0 для $k = 2/3$, $\sigma = 1$, $\xi = 0.5$, $\kappa = 0.1$ и $w_p = 0.1$. Гибридной гомеотропно-планарной фазе соответствуют кривая 1 – $h = 0$, 2 – $h = 1$, 3 – $h = 2$. Кривые 1' – 3' соответствуют гомеотропной фазе. Штриховыми кривыми показаны термодинамически неустойчивые состояния

На рис. 2 представлены ориентационные и концентрационные профили для ферронематика с $k = 2/3$, $\sigma = 1$, $\xi = 0.5$, $\kappa = 0.1$, $w_p = 0.1$ и $w_0 = 0.4$ в различных магнитных полях. Точки пересечения кривых $\varphi(\tilde{z})$ с осью ординат соответствуют углу φ_0 . Как видно из рис. 2, при $h = 0$ (кривые 1) директор ортогонален границам слоя, а при включении поля директор искажается. Минимум кривых соответствует φ_* – минимальному углу отклонения директора в слое, которое достигается в толщине слоя при $\tilde{z} = \tilde{z}_*$. В результате ферромагнитных взаимодействий частицы ориентируются вдоль поля, поэтому с увеличением поля угол ψ уменьшается. Как видно из рис. 2, включение магнитного поля приводит к миграции частиц в область благоприятной ориентации директора и напряженности магнитного поля. Максимум кривых $f(\tilde{z})$ соответствует величине $f(\tilde{z}_*)$.

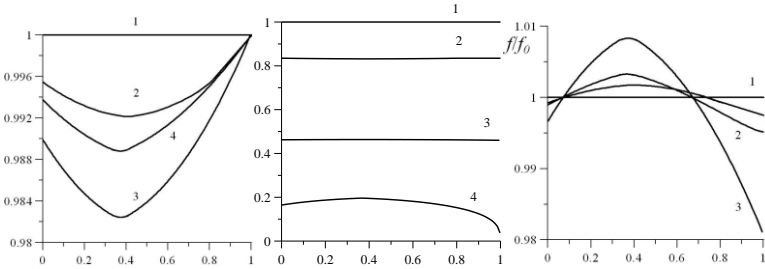


Рис. 2. Ориентационные и концентрационные профили для ферронематика с $k = 2/3$, $\sigma = 1$, $\xi = 0.5$, $\kappa = 0.1$, $w_p = 0.1$ и $w_0 = 0.4$ в гомеотропно-планарной фазе. Кривая 1 соответствует $h = 0$, 2 – $h = 0.1$, 3 – $h = 0.3$, 4 – $h = 0.4$

На рис. 3 показаны зависимости $\varphi_0(w_0)$ для ферронематика с отрицательной диамагнитной анизотропией ($\chi_a < 0$) в случае слабого гомеотропного сцепления магнитных частиц с нематической матрицей $w_p = 0.1$, $\kappa = 0.1$ и $\xi = 0.5$ в различных магнитных полях. В отсутствие поля возможными являются гомеотропная фаза (кривая 1') и гибридная гомеотропно-планарная фаза (кривая 1). Пусть энергия сцепления на нижней границе $w_0 < w_{0c}$, где w_{0c} – нижняя граница устойчивости гибридной фазы. С ростом поля зависимости $\varphi_0(w_0)$ сдвигаются влево, эффективно смещая в меньшую сторону величину w_{0c} . Иными словами, гибридная фаза может стать устойчивой при $w_0 < w_{0c}$ (переход первого рода между гомеотропной фазой и гибридной гомеотропно-планарной фазой), однако при выключении магнитного поля произойдет обратный переход из гомеотропно-планарной фазы в фазу гомеотропную.

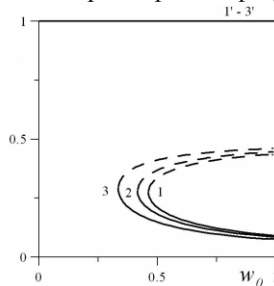


Рис. 3. Зависимость угла наклона директора φ_0 на нижней границе ячейки от энергии сцепления w_0 для $k = 2/3$, $\sigma = -1$, $\xi = 0.5$, $\kappa = 0.1$ и $w_p = 0.1$. Гибридной гомеотропно-планарной фазе соответствуют кривая 1 – $h = 0$, 2 – $h = 0.5$, 3 – $h = 1$. Кривые 1' – 3' соответствуют гомеотропной фазе. Штриховыми кривыми показаны термодинамически неустойчивые состояния

На рис. 4 представлены ориентационные и концентрационные профили для ферронематика с $k=2/3$, $\sigma=-1$, $\xi=0.5$, $\kappa=0.1$, $w_p=0.1$ и $w_0=0.5$ в различных магнитных полях. Точки пересечения кривых $\varphi(\tilde{z})$ с осью ординат соответствуют углу φ_0 ориентации директора на нижней границе слоя. Как видно, в гомеотропно-планарной фазе существует градиент ориентации директора в объеме слоя от близкого к планарному упорядочению на нижней границе слоя до гомеотропного на верхней границе. Включение магнитного поля приводит к незначительному уменьшению значения угла φ_0 , поскольку поверхностный момент сил на верхней границе препятствует развороту директора ортогонально полю.

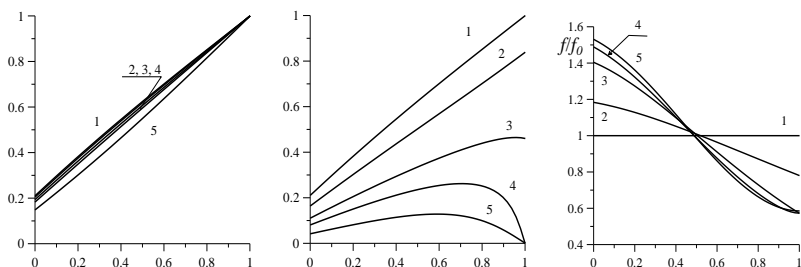


Рис. 4. Ориентационные и концентрационные профили для ферронематика с $k=2/3$, $\sigma=-1$, $\xi=0.5$, $\kappa=0.1$, $w_p=0.1$ и $w_0=0.5$ в гомеотропно-планарной фазе.

Кривая 1 соответствует $h=0$, 2 – $h=0.1$, 3 – $h=0.3$, 4 – $h=0.5$, 5 – $h=1$

Как видно из рис. 4, увеличение магнитного поля влечет поворот феррочастиц вдоль направления магнитного поля (угол ψ уменьшается); их упорядочение обеспечивается связью (5) с жидкокристаллической подсистемой. Из представленных профилей концентрации $f(\tilde{z})$ видно, что в отсутствие внешнего магнитного поля (кривая 1) феррочастицы равномерно распределены в слое, а с ростом напряженности магнитного поля (кривые 2 – 5) частицы мигрируют к бистабильной поверхности.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта PE-009-0 CRDF.

ЭЛЕКТРОКИНЕТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В НЕСТАЦИОНАРНЫХ РЕЖИМАХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО И МАГНИТНОГО ПОЛЕЙ

Демин М.С., Кожевников В.М., Ларионов Ю.А.

Северо-Кавказский государственный технический университет
355029, г. Ставрополь, пр. Кулакова, 2. Факс (8652)95-68-08,

E-mail: 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 кафедрой ТОЭ, д.т.н., профессор в СевКавГТУ. Автор более 130 научных работ. Область научных интересов – магнитные жидкости.



Ларионов Юрий Анатольевич окончил Ленинградский политехнический институт в 1981 году. Работает в СевКавГТУ с 1988 года. С 1988 по 1991 годы аспирант СевКавГТУ. В 2002 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук на тему «Кинетика структурирования магнитного коллоида в приэлектродном слое». С 2002 году избран на должность доцента кафедры ТОЭ СевКавГТУ. В 2004 присвоено учёное звание доцента. Имеет 50 публикаций. Область научных интересов – электрокинетические явления в коллоидных системах.

Демин Максим Сергеевич окончил СевКавГТУ в 2004 году. С 2004 года аспирант. Автор 9 научных публикаций. Область научных интересов – магнитные жидкости.

Построение моделей и интерпретация явлений, наблюдаемых в магнитных жидкостях в электрических полях: накопление свободного заряда, концентрационные автоволны, структурная организация дисперсных частиц в приэлектродных слоях, анизотропия электропроводности, требуют знания особенностей процессов переноса заряда в магнитных жидкостях и установления зависимости электрокинетических параметров магнитной жидкости в нестационарных режимах при воздействии электрического и магнитного полей.

Методика исследования электрокинетических параметров слабопроводящей жидкости основана на анализе соотношения амплитуд и фаз переменного тока и напряжения в цепи, содержащей плоскопараллельную

ячейку с исследуемой жидкостью. Исследовался слой ($d = 40 \dots 150$ мкм) магнитной жидкости: коллоидный раствор высокодисперсного магнетита (Fe_3O_4) в углеводородной среде (керосине) с олеиновой кислотой в качестве поверхностно-активного вещества, при объемной концентрации дисперсной фазы $0,5 \dots 8\%$. Исследованная жидкость предварительно очищалась от избытка олеиновой кислоты и влаги с помощью добавления силикагеля (с последующим его удалением). В экспериментальной части исследования получены ампер-временные зависимости тока через ячейку, при разных значениях частоты зондирующего синусоидального напряжения в диапазоне $0,1 \dots 1000$ Гц (амплитуда 1 В) и величины постоянного поляризующего напряжения и магнитного поля. Для каждой частоты определялась комплексная проводимость ячейки. Измерения производились в линейном режиме (коэффициент гармоник не превышал 1%).

Метод определения параметров эквивалентной схемы ячейки с МЖ (рис. 1), основан на предположении, что релаксационные процессы в диэлектрике характеризуются ограниченным и небольшим набором времен релаксации $\tau_k = R_k \cdot C_k$. Комплексную проводимость ячейки можно выразить как $\underline{Y}(\omega) = 1/R(\omega) + j\omega C(\omega)$, где емкость $C(\omega)$ и проводимость $1/R(\omega)$ ячейки представлены в виде суммы составляющих параллельных схем замещения каждой ветви:

$$C(\omega) = \sum_{k=1}^n C_{k\text{нар}}(\omega), \quad 1/R(\omega) = \sum_{k=1}^n 1/R_{k\text{нар}}(\omega).$$

Для k -й ветви эквивалентной схемы ячейки $R_k C_k$ с постоянной времени τ_k , соответствующей дебаевской модели поляризации, область частот, в которой уменьшается емкость $C_{k\text{нар}}(\omega)$ или возрастает проводимость $1/R_{k\text{нар}}(\omega)$, определяется выражениями:

$$C_{k\text{нар}}(\omega) = C_k / (1 + \omega^2 \tau_k^2); \quad 1/R_{k\text{нар}}(\omega) = (1/R_k) [\omega^2 \tau_k^2 / (1 + \omega^2 \tau_k^2)]. \quad (1)$$

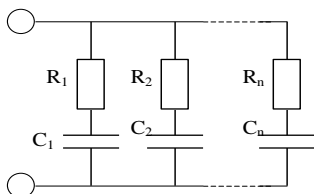


Рис. 1. Эквивалентная схема ячейки с магнитной жидкостью

Как следует из формул (1), изменение $C_{k\text{нар}}(\omega)$ или $1/R_{k\text{нар}}(\omega)$ ограничивается погрешностью до 1% условием $0,1 \leq \omega \tau_k \leq 10$. Поэтому для определения параметров эквивалентной схемы ячейки с МЖ весь частотный диапазон, в котором экспериментально определены зависимости $C(\omega)$ и $1/R(\omega)$, разбивается на n поддиапазонов, внутри которых частота изменяется на 2 порядка. Предполагая, что каждый

участок экспериментальных зависимостей, приходящийся на изменение частоты на 2 порядка, соответствует определенной ветви эквивалентной схемы с τ_k , величины C_k и $1/R_k$ определяются как разности значений $C(\omega)$ и $1/R(\omega)$ на границах соответствующего поддиапазона.

Было установлено, что экспериментально полученные частотные зависимости (0,1...1000 Гц) емкости и сопротивления ячейки с МЖ могут быть описаны с высокой точностью двухкомпонентной моделью жидкости: с быстрыми носителями, обладающими подвижностью $b_0 \approx 10^{-8} \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ и равновесной концентрацией $n_0 \approx 10^{20} \text{ 1/м}^3$, и медленными носителями, обладающими подвижностью $b_0 \approx 10^{-10} \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ и равновесной концентрацией $n_0 \approx 10^{23} \text{ 1/м}^3$ [1]. Исходя из этого частотная область разбивалась на два поддиапазона: 1) 0,1-10 Гц; 2) 10-1000 Гц, для которых определялись электрокинетические параметры «медленных» и «быстрых» носителей заряда, соответственно, по аппроксимирующим зависимостям импеданса ячейки [2] $\underline{Z}(\omega) = \frac{d}{\sigma_0} - \frac{j}{\omega C_1}$ в диапазоне ча-

$$\text{стот } (\omega \tau)^2 \ll 1: C_1 = \left(\frac{\epsilon_0 \epsilon e^2 n_0}{2kT} \right)^{0.5}; \quad \sigma_0 = 2en_0 b_0; \quad \tau = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{\sigma_0}.$$

Представленная методика позволила исследовать зависимости концентрации и подвижности «быстрых» и «медленных» носителей заряда в МДЖ при изменении температуры, концентрации твердой фазы и при воздействии поляризирующего напряжения и магнитного поля (рис. 2-4). На рис. 5-8 представлена динамика изменения электрокинетических параметров магнитной жидкости во времени при приложении и снятии поляризирующего напряжения.

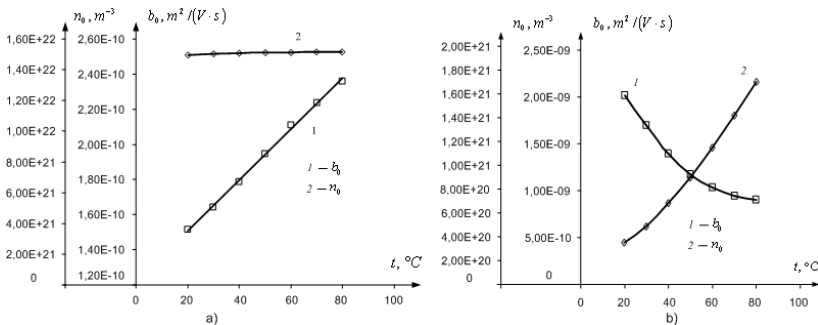


Рис. 2. Зависимость от температуры подвижности (b_0) и концентрации (n_0) «медленных» (а) и «быстрых» (б) носителей заряда

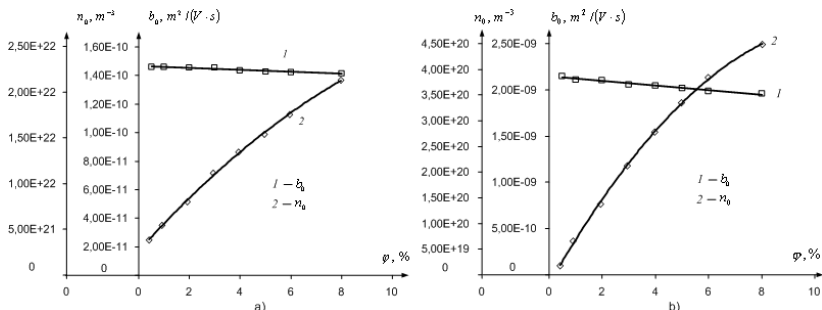


Рис. 3. Зависимость подвижности (b_0) и концентрации (n_0) «медленных» (а) и «быстрых» (б) носителей заряда от концентрации твердой фазы (ϕ)

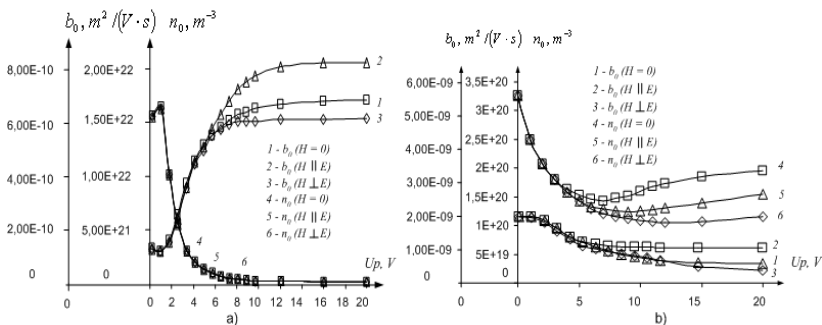


Рис. 4. Влияние поляризирующего напряжения (E) и магнитного поля ($H = 16$ кА/м) на подвижность (b_0) и концентрацию (n_0) «медленных» (а) и «быстрых» (б) носителей заряда

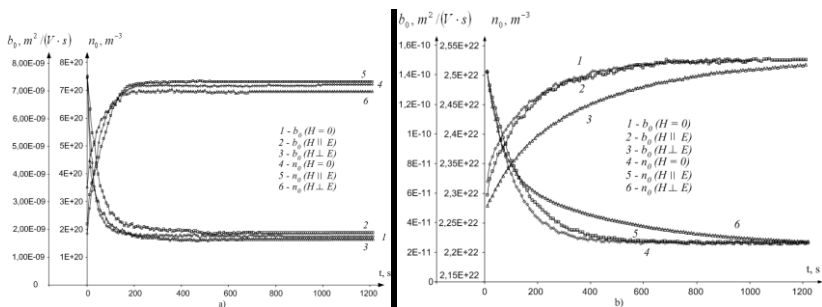


Рис. 5. Изменение подвижности (b_0) и концентрации (n_0) «медленных» носителей заряда во времени при наличии магнитного поля ($H = 16$ кА/м): а) при подаче поляризирующего напряжения $U_p = 7$ В; б) после снятия поляризирующего напряжения $U_p = 0$ В

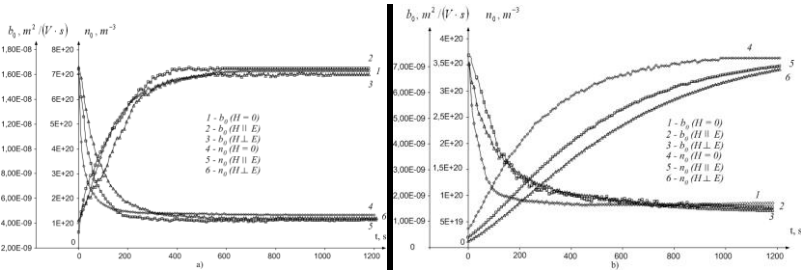


Рис. 6. Изменение подвижности (b_0) и концентрации (n_0) «быстрых» носителей заряда во времени при наличии магнитного поля ($H = 16$ кА/м): а) при подаче поляризирующего напряжения $U_p = 7$ В; б) после снятия поляризирующего напряжения $U_p = 0$ В

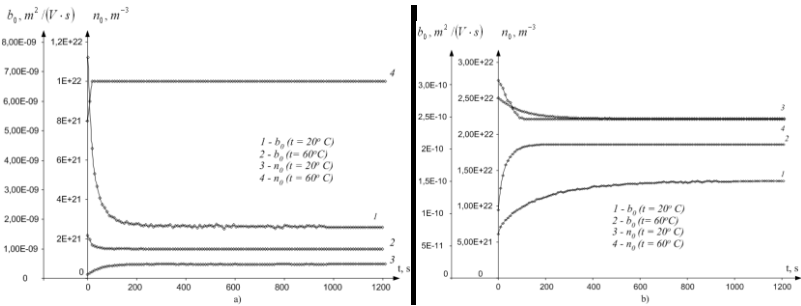


Рис. 7. Изменение подвижности (b_0) и концентрации (n_0) «медленных» носителей заряда во времени при различной температуре: а) при подаче поляризирующего напряжения $U_p = 7$ В; б) после снятия поляризирующего напряжения $U_p = 0$ В

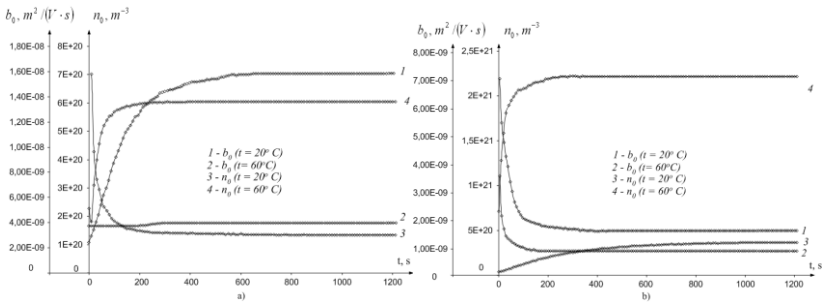


Рис. 8. Изменение подвижности (b_0) и концентрации (n_0) «быстрых» носителей заряда во времени при различной температуре: а) при подаче поляризирующего напряжения $U_p = 7$ В; б) после снятия поляризирующего напряжения $U_p = 0$ В

Установлено, что равновесная концентрация «медленных» носителей заряда, определяющих частотные характеристики ячейки с МЖ в

диапазоне частот 0,1-10 Гц: 1) соизмерима с удельным числом частиц магнетита в МЖ (средний размер частиц магнетита 10 нм); 2) увеличивается пропорционально изменению концентрации твердой фазы; 3) слабо зависит от температуры (20...80 °С) жидкости. Это позволяет предположить, что перенос заряда в этом диапазоне частот обусловлен частицами магнетита с адсорбированными ионами.

Электрические свойства на частотах свыше 10 Гц в основном определяются наличием свободных ионов примеси дисперсионной среды.

При поляризующем напряжении более 5 В увеличение подвижности носителей заряда обусловлено развитием электроконвективных течений в жидкости, на скорость которого существенно оказывает величина и направление внешнего магнитного поля. Исследование электрокинетических параметров в нестационарных режимах позволяют оценить роль процесса агрегирования [3] частиц твердой фазы на процесс переноса заряда в магнитной жидкости. В первый момент после снятия поляризующего напряжения наблюдается увеличение концентрации «медленных» носителей заряда, превышающих концентрацию до воздействия поляризующего напряжения на величину порядка 10%, подвижность которых в 5 раз ниже исходной. Концентрация и подвижность восстанавливается до изначальной величины за время порядка 5 минут. Дополнительное воздействие магнитным полем снижает подвижность медленных носителей заряда и увеличивает время восстановления до исходного значения. Поведение электрокинетических параметров «быстрых» носителей носит противоположный характер. Эти процессы связаны с растворением агрегатов твердой фазы.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Кожевников В.М., Ларионов Ю.А., Демин М.С. Измерение параметров слабопроводящего коллоида магнетита в переменном электрическом поле // Вестник Сев. Кав. ГТУ. – 2005. – №4. – С. 62-69.
2. Измерение параметров слабопроводящей жидкости в переменном электрическом поле / Гогосов В.В., Полянский В.А., Шапошникова Г.А., Шихмурзаев Ю.Д. // Электрохимия. – 1989. – Т. XXV, вып. 7. – С.881-886.
3. Влияние структуры приграничного слоя магнитной жидкости на ее электрофизические свойства / Кожевников В.М., Ларионов Ю.А., Морозова Т.Ф. // Сб. науч. трудов 9-ой международной Плесской конференции по магнитным жидкостям. Т.1. – ИГЭУ, 2000. – С. 169-174.

ОБРАЗОВАНИЕ СТРУКТУР В СЛОЕ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПОСТОЯННОГО И ПЕРЕМЕННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НИЗКОЙ ЧАСТОТЫ

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



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 130 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 60 научных публикаций, в том числе 10 статей, 3 авторских свидетельства на изобретение.



Данилов Максим Иванович окончил Сев-КавГТУ в 2003 году. Занимается изучением магнитных жидкостей с 2000 года. С 2003 года аспирант. Автор 25 научных публикаций, в том числе 7 статей. Область научных интересов – магнитные жидкости.



Ястребов Сергей Сергеевич окончил Сев-КавГТУ в 2005 году. Занимается изучением магнитных жидкостей с 2003 года. С 2005 года аспирант. Автор 20 научных публикаций, в том числе 6 статей. Область научных интересов – магнитные жидкости.

Экспериментально исследованы процессы образования структур в тонком слое магнитной жидкости (25 мкм) при совместном воздействии постоянного и переменного электрического поля низкой частоты. Обнаружены лабиринтные структурные образования размеров несколько миллиметров, определена последовательность их возникновения. Исследован переменный ток через слой магнитной жидкости при воздействии переменного синусоидального напряжения, а также его изменение при воздействии постоянного поляризирующего напряжения.

Изучение общих принципов структурообразования в комплексных системах является перспективным направлением развития физики нанодисперсных систем. Особенностью таких систем является проявление в них коллективного поведения частиц [1, 2]. Многие промышленные технологии сегодня так же встречаются с проблемой сборки или разделения подобных одно и много компонентных микро и наноразмерных систем. Примером подобной системы является магнитная жидкость.

В данной работе исследовалась плоскопараллельная ячейка, заполненная слоем магнитной жидкости (МЖ). Конструкция ячейки аналогична использованной в работе [3]. Использовалась магнитная жидкость на основе керосина с объемной концентрацией твердой фазы 6%, стабилизированная олеиновой кислотой. Ток через ячейку и напряжение на ней регистрировался с помощью АЦП, – оцифровывался и записывался в ПК, затем расчетным путем определялся действующее значение тока и напряжения, а так же определялся гармонический состав тока с помощью быстрого преобразования Фурье.

На слой магнитной жидкости воздействовали постоянным и переменным электрическим полем, величина напряженности каждого из полей варьировалось от 0 до 1 МВ/м. Толщина слоя составляла 25 мкм. В результате воздействия постоянного поля на слой магнитной жидкости в нем наблюдалось возникновение разнообразных структур: ячеистая структура, вращающиеся кольца, структуры в виде капель. Механизм и последовательность возникновения структур в слое аналогична описанной в [4] для слоя МЖ с объемной концентрацией 2%. Структуры в виде вращающихся колец возникают в том же диапазоне поляризирующих напряжений ($U_{\text{п}} = 12\text{--}13$ В), что и в [4]. Различие заключается в том, что при данной концентрации твердой фазы не наблюдается возникновения и развития вихрей в диапазоне поляризирующего напряжения 24–25 В.

Воздействие переменного синусоидального напряжения частотой 5 Гц приводит к образованию структур в слое МЖ (рис. 1). Структуры становятся видимыми при амплитуде переменного напряжения $U_{\text{м}} = 5$ В, при этом структуры имеют ячеистый характер. Начиная с амплитуды $U_{\text{м}} = 10$ В в центре ячеек начинают формироваться микрокапли (рис. 1,а).

При амплитуде переменного напряжения выше 18 В (рис. 1,б) микрокапельная структура начинает преобладать над ячеистой, и в слое МЖ образуется лабиринтная структура из микрокапель (рис. 1,в).

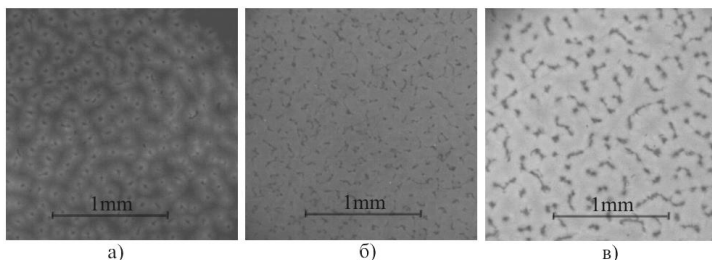


Рис. 1. Структуры в слое магнитной жидкости при воздействии переменного электрического напряжения частотой 5 Гц: а – $U_m = 10$ В, б – $U_m = 18$ В, в – $U_m = 30$ В

Совместное воздействие постоянного и переменного электрического поля приводило к образованию качественно новых структурных образований, значительно отличающихся от наблюдаемых при воздействии постоянного и переменного электрического поля по отдельности. В проведенных экспериментах на ячейке устанавливалось переменное синусоидальное напряжение с частотой 5 Гц и амплитудой от 2 до 30 В и подавалось постоянное напряжение.

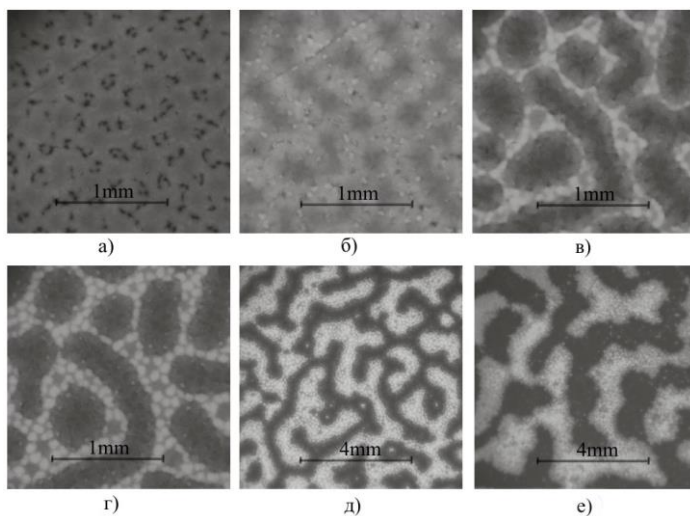


Рис. 2. Структурные образования в слое МЖ при совместном воздействии переменного ($U_m = 30$ В, $f = 5$ Гц) и постоянного напряжения $U_п$: а – $U_п = 5$ В, б – $U_п = 8$ В, в – $U_п = 9$ В, г – $U_п = 10$ В, д – $U_п = 15$ В, е – $U_п = 30$ В

Структурные образования, наблюдаемые в слое МЖ при совместном воздействии постоянного и переменного электрических полей, представлены на рис. 2. При воздействии на ячейку переменного напряжения с $U_m = 29$ В наблюдается лабиринтная структура из микрокапельных агрегатов (рис. 2,а), которая сохраняется без значительных изменений при подаче постоянного поляризирующего напряжения до $U_{\Pi} = 8$ В. Затем происходит образование на ее фоне более «светлых» областей (рис. 2,б), которые при увеличении поляризирующего напряжения увеличиваются в размерах (рис. 2,в) и, начиная со значения поляризирующего напряжения 10 В в слое МЖ, образуется структура, состоящая из больших (размером до 10 мм) образований в виде лабиринтов и разделяющего их пространства с ячеистой структурой (рис. 2,г). При дальнейшем увеличении поляризирующего напряжения происходит увеличение размеров лабиринтов, а так же начинается движение агрегатов в структурных образованиях и ячеистой структуре (рис. 2,д), а, начиная с $U_{\Pi} = 25$ В, происходит размытие контуров больших структур из-за увеличения скорости движения агрегатов в ячеистой структуре, окружающей лабиринтные образования (рис. 2,е).

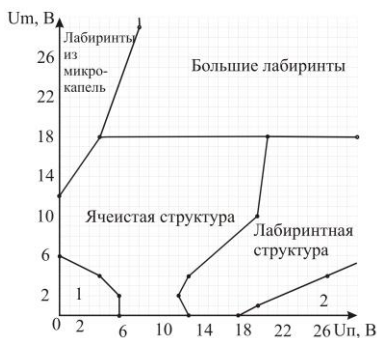


Рис. 3. Фазовая диаграмма структурных образований в слое магнитной жидкости при совместном воздействии переменного и постоянного электрического поля

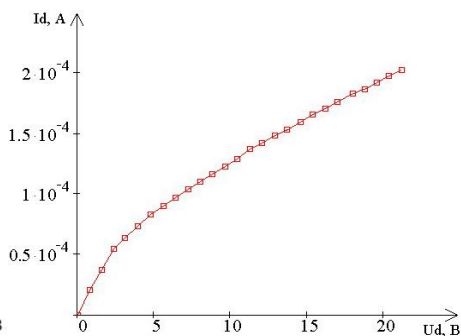


Рис. 4. ВАХ ячейки на переменном токе частотой 5 Гц

Фазовая диаграмма структурных образований, наблюдаемых в слое МЖ в проходящем свете, представлена на рис. 3. На фазовой диаграмме области 1 соответствует отсутствие видимых структурных образований в слое МЖ, области 2 – хаотическое движение агрегатов в слое МЖ. Лабиринтные структуры из микрокапельных агрегатов представлены на рис. 1,б,в. Область больших лабиринтов соответствует образованиям, представленным на рис. 2,в–е. Увеличение поляризирующего

напряжения приводит к увеличению среднего размера ячеек и лабиринтных структур.

Переменный ток через ячейку является несинусоидальным. По измерениям переменного тока и переменного напряжения на ячейке была построена вольт – амперная характеристика ячейки по действующему значению тока и напряжения (рис. 4).

Измерения переменного тока через ячейку позволили определить его изменение при воздействии постоянного поляризующего напряжения. При всех значениях U_m , подаваемых на ячейку, переменный ток через нее являлся несинусоидальным. Нами было вычислено действующее значение переменного тока через ячейку и построено его изменение при воздействии поляризующего напряжения при различных значениях U_m на ячейке (рис. 5). Из рисунка видно, что воздействие поляризующего напряжения приводит к уменьшению действующего значения переменного тока, протекающего через ячейку. Кроме действующего значения переменного тока изменяется так же и действующее значение гармоник тока. На рис. 6 показано изменение действующего значения гармоник тока при $U_m = 4$ В. В диапазоне поляризующего напряжения 16–23 В действующее значение первой гармоники тока становится меньше, чем гармоник 2–5. При больших значениях U_m воздействие поляризующего напряжения приводит к росту четных гармоник тока и уменьшению нечетных (рис. 7, 8). При $U_m > 10$ В действующее значение гармоник с номером, больше трех, составляет менее 5% от действующего значения первой гармоники.

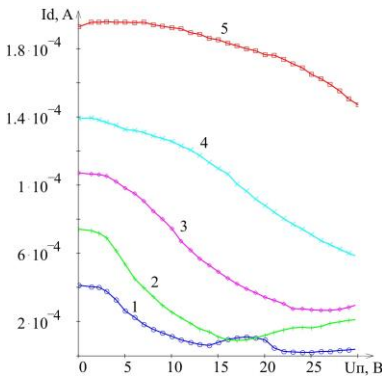


Рис. 5. Изменение действующего значения переменного тока, протекающего через ячейку в зависимости от поляризующего напряжения при: 1 – $U_m = 2$ В, 2 – $U_m = 4$ В, 3 – $U_m = 10$ В, 4 – $U_m = 18$ В, 5 – $U_m = 30$ В

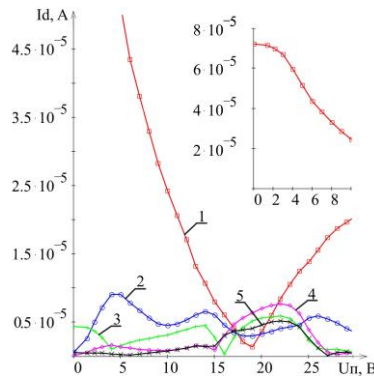


Рис. 6. Изменение действующего значения гармоник переменного тока через ячейку в зависимости от поляризующего напряжения при $U_m = 4$ В. Цифры показывают номера гармоник

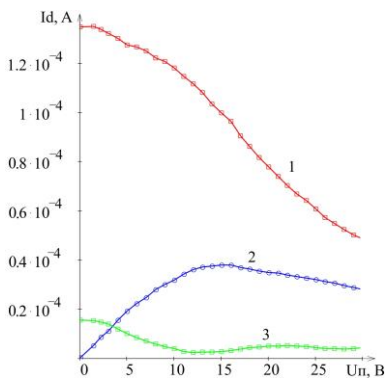


Рис. 7. Изменение действующего значения гармоник переменного тока через ячейку в зависимости от поляризующего напряжения при $U_m = 18$ В. Цифры показывают номера гармоник

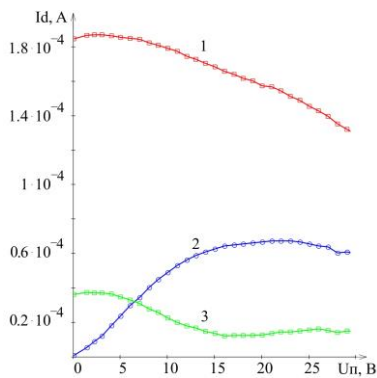


Рис. 8. Изменение действующего значения гармоник переменного тока через ячейку в зависимости от поляризующего напряжения при $U_m = 29$ В. Цифры показывают номера гармоник

Выводы.

В работе зарегистрированы структурные образования в слое магнитной жидкости при воздействии переменного электрического поля низкой частоты.

Структурные образования, наблюдаемые в слое магнитной жидкости при совместном воздействии постоянного и переменного электрического поля, отличаются по форме и размеру от наблюдаемых при воздействии только постоянного или переменного электрического поля той же напряженности. При совместном воздействии переменного и постоянного электрического поля высокой напряженности ($E_m = 1$ МВ/м, $E_{\Pi} > 0.5$ МВ/м) наблюдаемые структурные образования имеют вид лабиринтов, размеры которых составляют порядка 10 миллиметров.

Воздействие постоянного и переменного электрического поля приводит к изменению электрических свойств слоя МЖ. Изменение действующего значения гармоник переменного тока через ячейку при воздействии поляризующего напряжения различно при различном значении амплитуды переменного напряжения на ней.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. R.C.Hayward, D.A. Saville, and I.A. Aksay, Nature 404, 56 (2000)
2. M. Trau, S. Sankaran, D.A. Saville, and I.A. Aksay, Nature 374, 437 (1995)
3. Kozhevnikov V.M., Larionov Yu.A., Chuenkova I.Yu., Danilov M.I. Magnetohydrodynamics 40, 269 (2004)
4. Кожевников В.М., Чуенкова И.Ю., Данилов М.И., Ястребов С.С. ЖТФ, Т.79, Вып.7, 2006, С.129–131.

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ СИЛЬНО КОНЦЕНТРИРОВАННЫХ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Данилов В.А.

Уральский Государственный Университет им. А.М. Горького
620083, г. Екатеринбург, пр. Ленина, 51,
УрГУ кафедра математической физики
Тел. (3432) 55-75-41, факс (3432) 55-74-01
E-mail: Alexey.Ivanov@usu.ru



Данилов Виктор Александрович. В настоящее время студент 1-го курса магистратуры Уральского Государственного Университета, сотрудник научно-исследовательского отдела УрГУ в должности лаборанта-исследователя.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время изготавливаются магнитные жидкости высокой плотности [1]. Существующие в настоящее время теоретические модели, такие как модель эффективного поля [2] или статистическая модель, базирующаяся на парной корреляционной функции [3], были разработаны для слабо концентрированных магнитных жидкостей. Несмотря на это, они показывают неплохой результат и для случая умеренной концентрации.

Возникает вопрос о применимости этих моделей в случае высокой концентрации. В настоящей работе представлены результаты численного расчета методом молекулярной динамики начальной магнитной восприимчивости для сильно концентрированной $\varphi=0.40$ монодисперсной магнитной жидкости при разных значениях константы диполь-дипольного взаимодействия λ . Показано, что в области малых значений параметра λ (до 1.0) поведение такой системы может описываться теоретическими моделями.

МЕТОД

Для расчета начальной магнитной восприимчивости системы использовался метод молекулярной динамики. Рассматривалась система из $N=1000$ сферических частиц одного размера, находящаяся в постоянном по направлению внешнем магнитном поле.

Для расчета дальнедействующего диполь-дипольного взаимодействия использовался метод суммирования Эвальда с условием периодичности границ (репликацией). Тепловое взаимодействие описывается моделью термостата Ланжевена. Короткодействующее стерическое отталкивание описывается потенциалом Леннарда-Джонса.

Была проведена серия расчетов начальной магнитной восприимчивости. Во всех расчетах концентрация $\varphi=0.40$. Величина λ менялась от 0.1 до 1.0. Полученные результаты расчетов представлены в таблице 1.

Каждый расчет представляет собой итеративный процесс численной интеграции методом Leap Frog системы дифференциальных уравнений вида [4]:

$$\begin{cases} \dot{v}_i = F_i - \Gamma_T v_i + \xi_i^T \\ I_i \dot{\omega}_i = \tau_i - \Gamma_R \omega_i + \xi_i^R + m_i \times \tilde{H} \end{cases}$$

Весь процесс разбит на чередующиеся зоны двух типов. В зонах первого типа величина внешнего поля уменьшается. Зоны второго типа используются для стабилизации процесса – в них величина внешнего поля остается постоянной. При этом при больших значениях α (выше 0.7) длины этих зон малы, и они увеличиваются при дальнейшем уменьшении α . Вид графика зависимости величины внешнего поля от времени приведен на рис. 1.

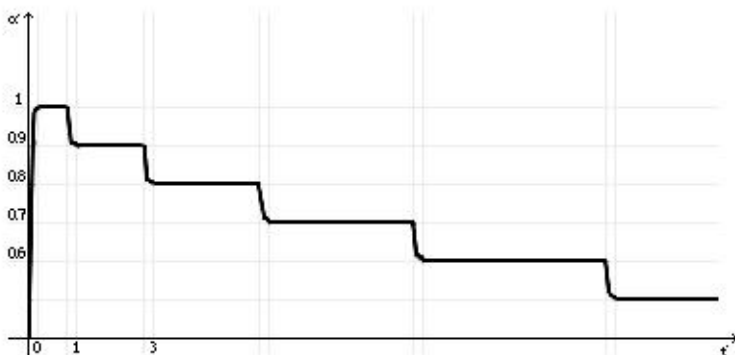


Рис. 1. Зависимость величины внешнего магнитного поля от времени

Традиционно начальная магнитная восприимчивость считается как угол наклона линейного участка кривой намагниченности. При этом каждая точка на кривой считается отдельно – усреднением по участку, когда намагниченность выходит на стационар. Поэтому для определе-

ния начальной магнитной восприимчивости необходима серия расчетов. Затем линейный участок строится по полученным точкам.

Представленный здесь способ позволяет определить нужные точки на кривой намагниченности за один расчет. Затем, для получения начальной магнитной восприимчивости использовался метод наименьших квадратов:

$$\sum_i \left| \tilde{M}_i - (\chi \tilde{H}_i - \kappa \tilde{H}_i^3) \right|^2 \rightarrow \min ,$$

где \tilde{M}_i – обезразмеренная намагниченность системы при значении внешнего поля \tilde{H}_i , χ и κ – искомые параметры. Параметр χ отвечает за значение начальной магнитной восприимчивости. Точки $(\tilde{M}_i, \tilde{H}_i)$ берутся с участков стабилизации.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Результаты численных экспериментов представлены в таблице 1. В ней также представлены значения $\chi_L = 8\lambda\phi$ – начальной магнитной восприимчивости для модели Ланжевена, а также значения начальной магнитной восприимчивости, полученные по формулам $\chi_2 = \chi_L(1 + \chi_L/3)$ – модель эффективного поля [2] и $\chi_3 = \chi_L(1 + \chi_L/3 + \chi_L^2/144)$ – статистическая модель магнитной жидкости, базирующаяся на парной корреляционной функции [3].

Таблица 1

Результаты расчета начальной магнитной восприимчивости для $\phi=0.4$

λ	χ_L	χ_2	χ_3	χ	Δ
0,1000	0,3200	0,3541	0,3544	0.35071	3%
0,2000	0,6400	0,7765	0,7784	0.77431	3%
0,3000	0,9600	1,2672	1,2733	1.26702	3%
0,5000	1,6000	2,4533	2,4818	2.45631	3%
0,7000	2,2400	3,9125	3,9906	3.94966	3%
0,8000	2,5600	4,7445	4,8610	4.82506	3%
1,0000	3,2000	6,6133	6,8409	6.80801	3%

На рис. 2 изображены графики зависимости χ_L , χ_2 , χ_3 и χ как функций от параметра λ .

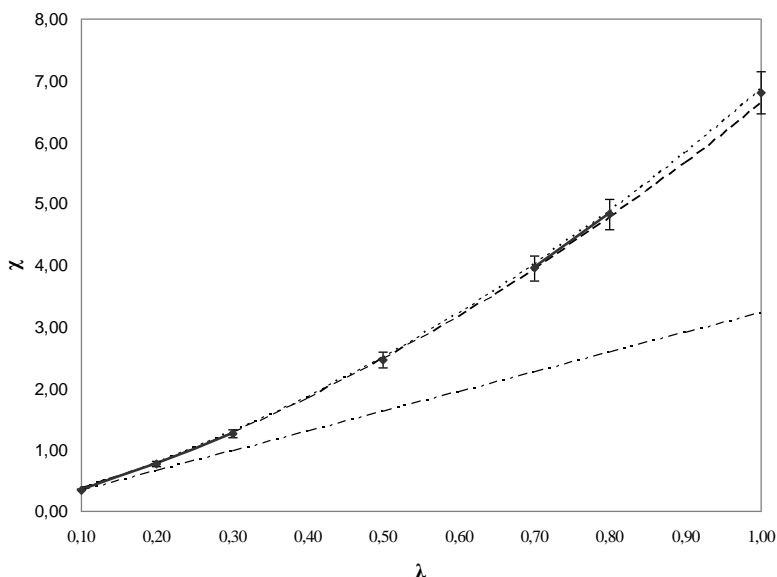


Рис. 2. Зависимость χ_L , χ_2 , χ_3 и χ от λ при $\varphi=0.4$

Видно, что результаты численных экспериментов хорошо описываются формулами χ_2 и χ_3 . Это объясняется тем, что значение χ_L достаточно мало. Подобные результаты были получены для систем с низкой концентрацией $\varphi < 0.10$ при $\lambda = 3$ [4].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подводя итог, необходимо заметить, что сильно концентрированные магнитные жидкости с малым значением λ и слабо концентрированные магнитные жидкости с большим значением λ ведут себя схожим образом, т.е. их начальная магнитная восприимчивость может быть описана в терминах χ_L .

В дальнейшем планируется исследовать область высоких концентраций и больших значений λ . В этой области планируется провести качественное исследование зависимости магнитных свойств от вида отталкивающего потенциала.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 04-02-16078).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Bica D., Vékás L., Raşa M. Preparation and magnetic properties of concentrated magnetic fluids on alcohol and water carrier liquids.
2. Pshenichnikov A.F., Mekhonoshin V.V., Lebedev A.V. // Phys. Rev. 161, 94 (1996).
3. Иванов А.О., Кузнецова О.Б. // Коллоидный журнал. – 2000. – Т. 62. – №6.
4. Zuowei W., Christian H., Hanns W. M. // Phys. Rev. E 66, 021405 (2002).

РЕОЛОГИЯ ВЫСОКОКОНЦЕНТРИРОВАННЫХ СУСПЕНЗИЙ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ ПРИ МАЛЫХ КОЛЕБАНИЯХ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Жуков А.В.

Институт механики МГУ им. М.В. Ломоносова
119992, ГСП-2, г. Москва, Мичуринский пр., 1.
Факс (495)9390165. E-mail:az@imec.msu.ru



Жуков Александр Владимирович окончил МГУ в 1975 г. и аспирантуру МГУ в 1980 г. Кандидат физико-математических наук (1983), автор 25 научных работ. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФИ.

Исследование влияния магнитного поля на вязкость суспензий ферромагнитных частиц имеет большое практическое значение [1, 2]. Примером таких сред являются магнитные жидкости – суспензии с малой или умеренной объемной концентрацией. Изучение суспензий при больших концентрациях, близких к плотной упаковке, представляет интерес в связи с созданием новых перспективных сред, а также при исследовании агрегатов в магнитных жидкостях. В отличие от обычных магнитных жидкостей, для суспензий с большой концентрацией частиц влияние броуновского движения может быть мало по сравнению с силами дипольного взаимодействия частиц, что приводит к новым физическим и механическим эффектам.

В работе изучаются суспензии со сферическими частицами из жесткого ферромагнетика, которые описываются как диполи с постоянным и «вмороженным» в частицы магнитным моментом. Рассматривается случай сильного межчастичного взаимодействия, когда броуновским движением можно пренебречь:

$$\gamma \equiv m^2 / (d^3 kT) \gg 1, \quad \xi \equiv mH / kT \gg 1,$$

где m – магнитный момент, d – диаметр частиц. Для приближенного описания системы при больших концентрациях частиц используется модель периодической решетки [3, 4], а для описания суспензии как сплошной среды используется модель вязкоупругой несжимаемой

намагничивающейся жидкости с независимым вектором намагниченности \mathbf{M} при $|\mathbf{M}| = \text{const} = M_0$ и свободной энергией вида

$$F'(x_a^i, \mathbf{M}, \mathbf{H}, T) = -H^2/8\pi - \mathbf{M}\mathbf{H} + \Phi(x_a^i, \mathbf{M}, T) \quad (1)$$

где $F' = U - Ts - \mathbf{H}\mathbf{B}/4\pi$, $x_a^i \equiv \partial x^i / \partial \xi^a$, $\det |x_a^i| = \text{const}$. Необходимость

учета эффектов магнитоупругости и условие $|\mathbf{M}| = \text{const}$ связаны с $\xi \gg 1, \gamma \gg 1$ и с ферромагнитным упорядочением решеточной системы диполей в состоянии с минимальной энергией [4]. Тензор напряжений $p^{ij} = -p_1 \delta^{ij} + \sigma^{ij} + \tau^{ij}$, где

$$\begin{aligned} \sigma^{ij} &= T^{(ij)} + F' \delta^{ij} + (1/4\pi) H^{(i} B^{j)}, T_i^k \equiv x_a^k (\partial F' / \partial x_a^i), \\ \tau_{ij} &= \eta_{ijkl} e^{kl} + \mu'_{ijk} h^k, dM^i / dt - \Omega_{ik} M^k = \mu_{jki} e^{jk} + \chi_{ik} h^k \end{aligned} \quad (2)$$

Ограничимся для простоты изотермическим случаем. Тогда замкнутая система уравнений состоит из второго из уравнений (2) и уравнений

$$\rho dv^i / dt = \partial_k p^{ik}, \partial_k v^k = 0, \text{rot} \mathbf{H} = 0, \text{div}(\mathbf{H} + 4\pi \mathbf{M}) = 0 \quad (3)$$

Здесь кинетические коэффициенты $\eta_{ijkl}, \mu_{ijk}, \mu'_{ijk}, \chi_{ik}$, вообще говоря, зависят от $x_a^i, \mathbf{H}, \mathbf{M}, T$, $v^i = dx^i / dt$ – скорость, $e_{ik} \equiv \partial_i v_k + \partial_k v_i$, $\Omega_{ik} \equiv \partial_i v_k - \partial_k v_i$, $\mathbf{h} = \mathbf{h}_1 - (\mathbf{h}_1 \mathbf{M}) \mathbf{M} / |\mathbf{M}|^2$, $\mathbf{h}_1 \equiv -\partial U / \partial \mathbf{M}$ – эффективное поле (в равновесии $\mathbf{h}_1 \parallel \mathbf{M}, \mathbf{h} = 0$).

Для диссипативной функции получим выражение

$$D = \tau^{ij} e_{ij} + h^i (dM^i / dt - \Omega_{ik} M^k) \quad (4)$$

Для решеточной ферромагнитно упорядоченной системы частиц с потенциалом парного взаимодействия

$$U_{ab}(\mathbf{x}_a - \mathbf{x}_b, \mathbf{m}_a, \mathbf{m}_b) = U_r(|\mathbf{x}_a - \mathbf{x}_b|) - D_{ik}(\mathbf{x}_a - \mathbf{x}_b) m_a^i m_b^k \quad (5)$$

где $D_{ik}(0) = 0, D_{ik}(\mathbf{x}) \equiv \partial_i \partial_k (1/|\mathbf{x}|) (\mathbf{x} \neq 0)$, а U_r – потенциал сил отталкивания, выражение (1) для Φ имеет вид [4-6]

$$\Phi = -(1/2) \alpha_{kl} (x_a^i) M^k M^l + E_r(x_a^i), \quad (6)$$

где α_{ik}, E_r – эффективно вычисляются [4,5], дисторсия x_a^i определяется формой решетки, $|\mathbf{M}| = \text{const} = M_0 = \varphi M_s$, где φ – объемная концентрация частиц, M_s – намагниченность насыщения.

Кинетические коэффициенты (2) можно вычислить на основе приближения смазки для решения задачи о сдвиговом течении суспензии в постановке Стокса при больших концентрациях [6, 7]:

$$\eta_{ijkl}(x_a^i, d) = \mu(R_{(ij)(kl)} - 2R_{(ij)}^{mn}\Sigma_{mnpq}R^{pq}_{(kl)})$$

$$\mu_{ijk} = -\mu'_{ijk} = 2\Sigma_{knpq}M^n R^{pq}_{(ij)}, \chi_{ij} = \frac{2}{\mu}\Sigma_{ikjl}M^k M^l \quad (7)$$

$$D = \eta_{ijkl}e^{ij}e^{kl} + \chi_{ik}h^i h^k, \chi_{ik} = \chi_{ki}, \eta_{ijkl} = \eta_{klij} = \eta_{jikl} \quad (8)$$

Здесь коэффициенты $R_{ijkl}(x_a^i, d), \Sigma_{ijkl}(x_a^i, d)$ определяются формой решетки и диаметром частиц и эффективно вычисляются.

Исследуем зависимость эффективной вязкости от напряженности магнитного поля при малых колебаниях бесконечного слоя суспензии толщины h между двумя плоскопараллельными магнетонейтральными пластинами. Предполагается, что при $t \leq 0$ суспензия находится в состоянии равновесия. Нижняя пластина неподвижна, и задан закон движения верхней пластины при $t > 0$ в виде малых продольных колебаний произвольной формы, затухающих со временем:

$$\delta x^\alpha(t) = hU^\alpha(t), \alpha = 1, 2, U^\alpha(t \leq 0) = 0, U^\alpha(t = \infty) = 0,$$

где координатная ось x^3 перпендикулярна слою (нормаль $\mathbf{n} = (0, 0, 1)$). Вне слоя магнитное поле постоянно, однородно и равно \mathbf{H}_0 . Требуется найти тензор напряжений на поверхности верхней пластины в линейном приближении.

Условия на границе $[\mathbf{H}_t] = 0, [\mathbf{B}_n] = 0$ дают:

$$H^i = H_0^i - 4\pi n^i n^k M_k \quad (9)$$

В начальный момент $H^i = \lambda M^i, \lambda \geq 0$.

Рассмотрим малые возмущения положения равновесия. Обозначим возмущения основных величин с помощью префикса δ , а векторы перемещений через $\delta \mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$. Поле скоростей $\mathbf{v} = \partial_t \delta \mathbf{u}$ на верхней пластине равно $h\partial_t \mathbf{U}$, а возмущения магнитного поля определяются из (9):

$$\delta B_n = 0, \delta \mathbf{H}_t = 0, \delta H^i = -4\pi n^i n^k \delta M_k. \quad (10)$$

Исследование линеаризованной системы (2),(3) показывает, что при достаточно малых \mathbf{U} и $d\mathbf{U}/dt$ профиль скорости можно приближенно считать линейным, т.е. в первом приближении закон движения среды определяется формой продольных колебаний пластины. Кроме

этого, в первом приближении $\delta\mathbf{M}$ не зависят от пространственных координат. Для определения $\delta\mathbf{M}$ из (2), (1), (6) получим:

$$\partial_t(\delta M^i) = \chi_{ik}(\alpha'_{kl}\delta M^l + \delta H^k) + M^k \delta \Omega_{ik} + \mu_{jki} \delta e^{jk} + X^{imn} \partial_n \delta u_m,$$

$$X^{imn} \equiv \chi_{ik} M^l (\partial \alpha_{kl} / \partial x_a^m) x_a^n,$$

$$\alpha'_{ik} \equiv \alpha_{ik} - \alpha_{lk} \tau^l \tau_i - \alpha_{il} \tau^l \tau_k + \alpha_{mn} \tau^m \tau^n \tau_i \tau_k - \lambda(\delta_{ik} - \tau_i \tau_k), \tau^i \equiv M^{-1} M_e^i$$

или, подставляя вместо δH^k его выражение из (10):

$$\mu \partial_t \delta M_i = L'_{ik} \delta M^k + X^{imn} \partial_n \delta u_m + \mu Y^{imn} \partial_t \partial_n \delta u_m \quad (11)$$

$$L'_{il} \equiv \mu^{-1} \chi_i^k (\alpha'_{kl} - 4\pi n_k n_l + 4\pi n_k n_m \tau^m \tau_l), \tau \equiv M^{-1} \mathbf{M},$$

$$Y^{imn} (\delta e_{mn} + \delta \Omega_{mn}) \equiv M^k \delta \Omega_{ik} + \mu_{jki} \delta e^{jk}.$$

Коэффициенты в этих уравнениях – постоянные, определяемые положением равновесия и вектором \mathbf{H} . Перейдя к фурье-компонентам (обозначаемым звездочкой), по образцу $f^*(\omega) = \int_0^\infty f(t) \exp(i\omega t) dt$, получим:

$$\delta M^{*s}(\omega) = -L^{*si}(\omega) (X^{imn} - i\omega \mu Y^{imn}) \partial_n \delta u_m^*(\omega), \quad (12)$$

где $L^{*si}(\omega)$ определяется из уравнений

$$L^{*si}(\omega) [L'_{ik} + i\omega \mu (\delta_{ik} - \tau_i \tau_k)] = \delta_k^s - \tau_k \tau^s, L^{*si} \tau_s = L^{*si} \tau_i = 0$$

Возмущения компонент тензора напряжений имеют вид

$$\delta p_{ij} = \eta_{ijkl} \delta e^{kl} + \varphi_{ijn} \delta M^n + \psi_{ijn} \delta H^n + G_{ij}^{mn} \partial_n \delta u_m,$$

где коэффициенты определяются при разложении (2) вблизи положения равновесия. Используя (12) и (10), получим для Фурье-компонент:

$$\delta p_{ij}^*(\omega) = G_{ijmn}^*(\omega) \partial_n \delta u_m^*(\omega)$$

$$G_{ijmn}^* = G_{ijmn} - i\omega \eta_{ijmn} - (\varphi_{ijk} - 4\pi n_k n^l \psi_{ijl}) L^{*kp}(\omega) (X^{pmn} - i\omega \mu Y^{pmn})$$

Возмущения тензора напряжений внутри слоя δp_{ij} можно представить

в виде $\delta p_{ij}(t) = \int_0^t K_{ijm}(t-t') U^m(t') dt'$, где $K_{ijm}(t)$ – функция Грина. Ее преобразование Фурье представляет собой т.н. обобщенную восприимчивость [8, с.411]:

$$K_{ijm}^*(\omega) = \int K_{ijm}(t) \exp(i\omega t) dt = G_{ijm3}^*(\omega) = G_{ijmk}^* n^k.$$

Для диссипации D (3) получим выражение

$$\int_0^{\infty} D dt = \int_0^{\infty} \delta p^{ik} \partial_k v_i dt = \frac{1}{2\pi} \int \eta'_{\alpha\beta}(\omega) \partial_3 v_{\alpha}^*(\omega) \partial_3 v_{\beta}^*(\omega) d\omega,$$

где $\eta'_{\alpha\beta}(\omega) = \eta_{\alpha\beta}^{(eff)}(\omega) = (-i\omega)^{-1} \text{Im} G^*_{\alpha\beta}(\omega)$ имеют смысл эффективных коэффициентов вязкости, зависящих от частоты [8, с.413].

При численных расчетах использовалось выражение для энергии сил отталкивания вида $U_r(r) = \frac{1}{4} \varepsilon d \psi_0^2 \ln\{1 + \exp[-r_d^{-1}(r-d)]\}$. Здесь ε – диэлектрическая проницаемость жидкости, ψ_0 – потенциал поверхности частиц, r_d – радиус Дебая. Это выражение является аппроксимацией для потенциала взаимодействия двух близких ($r_d^{-1}(r-d) \leq 4$) слабо заряженных частиц ($\psi_0 \leq 50$ мВ) в растворе электролита по теории Дерягина-Ландау [9] и приближенно описывает силы отталкивания для магнитных жидкостей на воде. Потенциал зависит от двух безразмерных параметров k_0, f_0 :

$$k_0 \equiv d/r_d, f_0 \equiv (12f_1^{-1})^{1/2}, 4f_1 \equiv k_0 \varepsilon \psi_0^2 m_0^{-2} d^4.$$

Зависимость эффективной вязкости от напряженности поля может быть как возрастающей, так и убывающей (рис. 1). В некоторых случаях эффективная вязкость убывает с ростом поля при малых и возрастает при больших полях. Аномальное поведение вязкости при малых полях и $\omega \rightarrow 0$ связано с ориентацией магнитного момента в квазистатическом случае по собственному вектору матрицы α_{ik} (6).

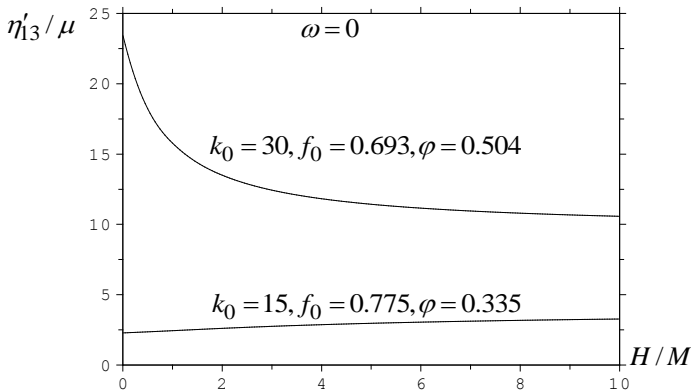


Рис. 1. Зависимость эффективной вязкости от напряженности внутреннего магнитного поля (поле перпендикулярно слою)

Работа поддержана РФФИ (грант 04-01-00078).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Kröger M., Ig P., Hess S. Magnetoviscous model fluids// J.Phys.: Condens. Matter. 2003. V.15. S.1403-1423.
2. Bacri J.-C., Perzynski R., Shliomis M.I., Burde G.I. «Negative-Viscosity» effect in a magnetic fluid// Phys. Rev. Letters, 1995, V.75.N.11.p.2128-2131.
3. Жуков А.В. Структура и вязкоупругие свойства концентрированных суспензий дипольно взаимодействующих сферических частиц в модели периодической решетки// Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей. – СПб., 2003. – С.113-116.
4. Жуков А.В. Исследование положения равновесия периодической системы твердых сфер с дипольным взаимодействием// Отчет Института механики МГУ. – 1991. – № 4004. – 30 с.
5. Groh V., Dietrich S. Crystal structures and freezing of dipolar fluids // Phys.Rev. 2001.V.E63, p.021203-1-11.
6. Жуков А.В. Структура и реологические свойства концентрированных суспензий ферромагнитных частиц, образующих периодическую решетку// Отчет Института механики МГУ. – 2003. – № 4687. – 41 с.
7. Зинченко А.З. Схема прямого численного моделирования сдвиговых течений высококонцентрированных суспензий // Отчет Института механики МГУ. – 1989. – №3846. – 33 с.
8. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. – М.: Наука, 1992. – 664 с.
9. Derjaguin B. A theory of interaction of particles in presence of electric double layers and the stability of lyophobic colloids and disperse systems// Acta physicochimica. URSS. 1939.V.10.N.3.p.333-346.

ОСНОВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНОЙ ФАЗОВОЙ ДИАГРАММЫ СИСТЕМЫ НАНОЧАСТИЦ

Николаев В.И., Род И.А.

Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова
119992, г. Москва, Ленинские горы. E-mail: rod@phys.msu.ru;
rod_i@mail.ru

Системы магнитных наночастиц являются объектом интенсивных исследований. Это связано, прежде всего, с той огромной ролью, которую играют такие частицы в явлениях и процессах, важных для практической деятельности человека, – в промышленности, технике, экологии, медицине, сельском хозяйстве. Исследователей привлекает также и необычность свойств систем наночастиц.

Вместе с тем сравнительно редко обсуждается вопрос об особенностях магнитной фазовой диаграммы систем наночастиц. Этому вопросу и посвящена данная статья.

На рис. 1 показана магнитная фазовая НТ-диаграмма для системы одинаковых невзаимодействующих наночастиц ферромагнетика, рассчитанная на основе модели Ланжевена, дополненной теорией молекулярного поля [1, 2]. Прежде чем обсуждать особенности этой необычной фазовой диаграммы, сразу же обратим внимание на то, что она содержит три области температур T и магнитных полей H , в которых магнитные свойства наночастиц качественно различны: СПМ – область суперпарамагнетизма, ПМ – парамагнетизма и ИСПМ – индуцированного суперпарамагнетизма. Все три области соприкасаются в изолированной точке на фазовой диаграмме – при температуре фазового перехода «суперпарамагнетизм–парамагнетизм».

Необычность этой фазовой диаграммы (и соответствующие ей особенности, о которых речь пойдет ниже) обусловлена наличием области ИСПМ. Насколько нам известно, полевой магнитный фазовый переход «парамагнетизм – индуцированный суперпарамаг-

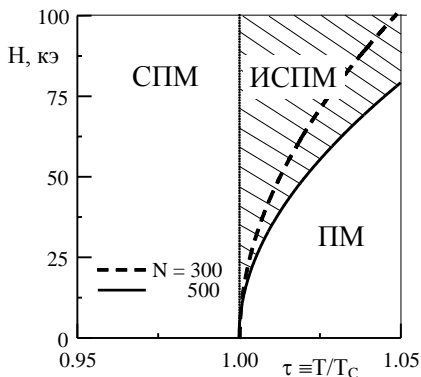


Рис. 1. Магнитная фазовая диаграмма наночастиц без учета изменения точки Кюри ($T_C = 300$ К)

нетизм» (как и температурный переход «индуцированный суперпарамагнетизм – парамагнетизм») еще не наблюдался на опыте. Тем не менее, представляются очевидными те причины, вследствие которых такой переход может иметь место. Внешнее магнитное поле в случае наночастиц, склонных к магнитному упорядочению при $T < T_C$, «помогает» обменным силам поддерживать магнитный порядок в спиновой системе, конкурируя вместе с ними с разупорядочивающим влиянием теплового движения. В области температур $T > T_C$ такая «помощь» может оказаться эффективной только лишь в том случае, когда поле H будет больше некоторого критического значения H_{crit} . Чем выше температура (в области $T > T_C$), тем, очевидно, бóльшим должно быть поле H_{crit} . Эти качественные соображения как раз и отражены на рис. 1. Дополнить их можно формулой для зависимости $H_{crit}(T)$, полученной в рамках упомянутой модели [2]:

$$H_{crit} = \frac{kT_C}{\mu_B} \sqrt{\frac{3}{N} \frac{T}{T_C} \left(\frac{T}{T_C} - 1 \right)}. \quad (1)$$

Здесь $N\mu_B$ – «номинальный» (при 0 К) магнитный момент наночастицы, μ_B и k – соответственно магнетон Бора и константа Больцмана).

Вот теперь обсудим несколько более подробно главные особенности магнитной фазовой диаграммы системы наночастиц, сосредоточив внимание на фазовой границе между областями.

1. Одна из особенностей диаграммы в том, что показанная на ней температура Кюри T_C для наночастиц существенно ниже, чем температура Кюри $T_C^{(0)}$ для «массивных» частиц того же состава. Это связано с тем, что по мере измельчения частиц все большей становится доля поверхностных атомов, у которых половина обменных связей с ближайшими соседями оказывается оборванной. Такую же роль играют, очевидно, и дефекты структуры. Поправку к температуре Кюри $\Delta T_C^{(1)}$, вызванную обрывом обменных связей,

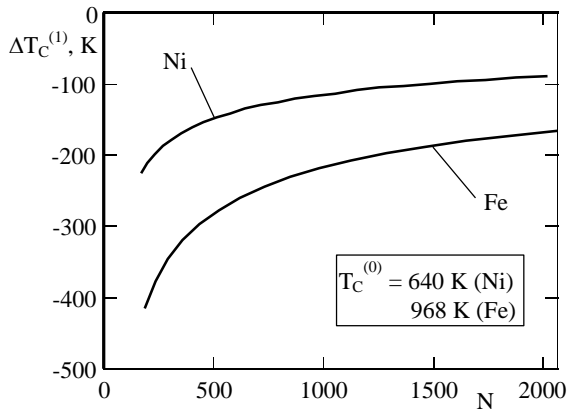


Рис. 2. Влияние размера частиц на их точку Кюри

можно оценить в случае сферически-симметричных частиц по приближенной формуле [3]

$$\Delta T_C^{(1)} = -\frac{3}{2} \frac{\Delta R}{R} T_C^{(0)} \quad (2)$$

(R – радиус частицы, ΔR – ширина поверхностного слоя с оборванными обменными связями). На рис. 2 дана рассчитанная по этой формуле зависимость поправки $\Delta T_C^{(1)}$ от «размера» частицы N для Ni и Fe. В этих двух случаях, если выбрать «размер» $N = 500$, то ему будут соответствовать величины диаметра частиц $2R$, равные 2,3 нм (Ni) и 1,5 нм (Fe), и величины поправки $\Delta T_C^{(1)}$, равные -150 К (Ni) и -280 К (Fe).

2. Есть, однако, и второй механизм влияния поверхностных атомов на T_C наночастиц. Дело в том, что у наночастиц аномально велик коэффициент теплового расширения (КТР): он на порядок больше, чем для «массивных» частиц [4, 5]. Вполне возможно, что в случае доста-

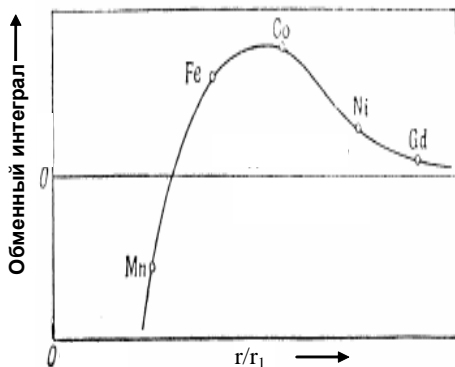


Рис. 3. Кривая Бете–Слетера [6]

точно большого КТР у наночастиц окажется заметным изменение энергии обменного взаимодействия между магнитноактивными атомами, а вместе с ним – и изменение T_C . Это обстоятельство можно пояснить при помощи известной кривой Бете–Слетера [6] (см. рис. 3, где показана зависимость обменного интеграла I от межатомных расстояний r/r_1 , r_1 – радиус первой незаполненной оболочки

магнитноактивных атомов). Знак поправки $\Delta T_C^{(2)}$, в отличие от $\Delta T_C^{(1)}$ (< 0), может быть как отрицательным, так и положительным – в зависимости от знака производной dI/dr . В линейном приближении её можно оценить по формуле

$$\Delta T_C^{(2)} = \text{const} \cdot \frac{\Delta r(T)}{r_1} \quad (3)$$

На рис. 4 приведена расчётная температурная зависимость поправки $\Delta T_C^{(2)}$ для «массивных» частиц (bulk) и для наночастиц (nano). В расчетах принималось, что у наночастиц КТР на порядок больше, чем у массивных частиц, – в согласии с [4, 5]. Видно, что величина поправки $\Delta T_C^{(2)}$ для наночастиц сопоставима с $\Delta T_C^{(1)}$, причем эта поправка отрицательна для Ni и положительна для Fe (ср. с рис. 3).

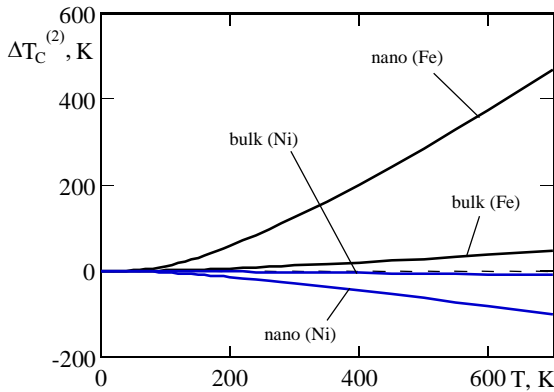


Рис. 4. Влияние теплового расширения на точку Кюри наночастицы

3. Суммируя обе поправки с «невозмущенным» значением $T_C^{(0)}$, получим температуру Кюри для наночастиц

$$T_C(T) = T_C^{(0)} + \Delta T_C^{(1)} + \Delta T_C^{(2)}, \quad (4)$$

которая выступает, таким образом, в роли «материальной константы», зависящей от температуры (рис. 5). Сравнивая два случая (Ni и Fe), видим, что знаки поправок $\Delta T_C^{(1)}$ и $\Delta T_C^{(2)}$ могут быть как одинаковыми (и тогда отрицательными), так и противоположными. Рис. 6 показывает (на примере наночастиц Ni), сколь существенным может быть учет обоих рассмотренных механизмов влияния дисперсности частиц на их точку Кюри и на фазовую границу на НТ-диаграмме (ср. с рис. 1).

4. Одна из наиболее интересных особенностей магнитной фазовой диаграммы для наночастиц, показанной на рис. 1, – в том, что изолированная точка на диаграмме при $T = T_C$ и $N = 0$ соответствует весьма необычному фазовому переходу второго рода. Дело в том, что фазовый переход «су-

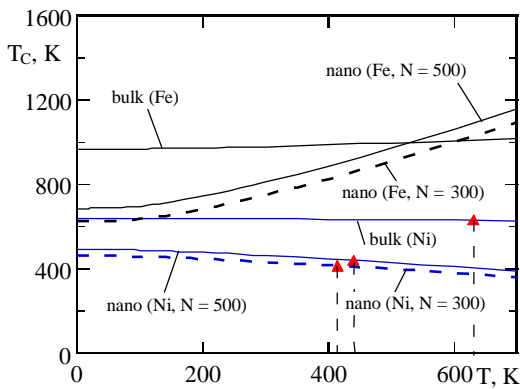


Рис. 5. Температурная зависимость точки Кюри

перпарамагнетизм – парамагнетизм» происходит более «мягко», чем обычный магнитный фазовый переход второго рода [2]. В рамках упомянутой выше модели скачок магнитной восприимчивости χ (являющейся второй производной термодинамического потенциала Гиббса) при $T = T_C$ в пределе при $H \rightarrow 0$ оказывается равным нулю.

5. Особого внимания заслуживает область ИСПМ на диаграмме. Её можно трактовать как область парапроцесса, стимулированного внешним полем H в условиях резкой конкуренции между тепловым движением и этим полем, добавляющим своё влияние к упорядочивающему действию обменных сил. Принципиальное отличие такого парапроцесса от случая обычного ферромагнетика состоит в том, что на фазовой диаграмме для наночастиц имеется фазовая граница, представляющая собой зависимость $H_{crit}(T)$ [1, 2], тогда как на магнитной фазовой диаграмме ферромагнетика такой границы нет.

6. Как было показано в [2], в рамках модели Ланжевена, модифицированной при помощи теории молекулярного поля, полевой фазовый переход «парамагнетизм – индуцированный суперпарамагнетизм» (а значит, и температурный переход «индуцированный суперпарамагнетизм – парамагнетизм») – переход второго рода. Если исследовать систему наночастиц средствами магнитометрии, то это должно проявиться в том, что намагниченность σ системы непрерывна при этом фазовом переходе, а восприимчивость χ имеет скачок, отличный от нуля. Особенностью диаграммы является также все более возрастающая «мягкость» перехода по мере продвижения вдоль фазовой границы в сторону изолированной точки при $T = T_C$ и $H = 0$: величина скачка $\Delta\chi$ уменьшается постепенно до нуля [7].

7. Всюду выше обсуждались магнитные свойства идеализированных систем наночастиц. Предполагалось, в частности, что частицы одинаковы по составу и размерам (а значит, и по своим свойствам) и, кроме того, не взаимодействуют между собой. Такой взгляд на систему нано-

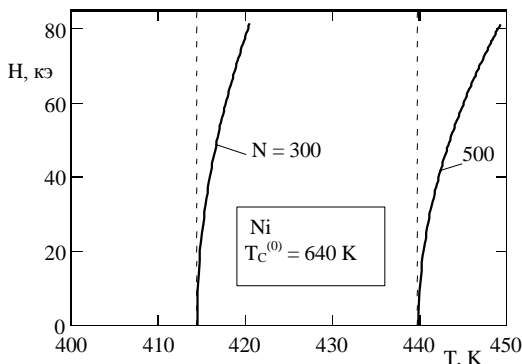


Рис. 6. Температурная зависимость критического поля

частиц нуждается в серьезном уточнении. Необходимо, прежде всего, учесть еще влияние разброса размера частиц на измеряемые магнитные характеристики системы. Это надо сделать хотя бы в связи с тем, что варьирование основных параметров системы (таких как «размер» N и T_C) может помочь установить, каковы допустимые пределы разброса размеров наночастиц, при котором еще можно обнаружить на опыте те явления и закономерности, о которых шла речь в этой статье.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Николаев В.И., Бушина Т.А., Ким Ен Чан. О возможности наблюдения индуцированного суперпарамагнетизма // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физика. Астрономия – 1996. – № 4. – С. 107-109.
2. Nikolaev V.I., Bushina T.A., Kim Eng Chan. On magnetic properties of superparamagnets in the Curie point region // JMMM. – 2000. – **213**. – P. 213-218.
3. Николаев В.И., Шипилин А.М. О влиянии обрыва обменных связей на точку Кюри // ФТТ – 2003. – **45**, № 6. – С. 1029-1030.
4. Петров Ю.И. Кластеры и малые частицы // М.: Наука, 1986. – 368 с.
5. Николаев В.И., Шипилин А.М. О тепловом расширении наночастиц // ФТТ – 2000. – **42**, № 1. – С. 109-110.
6. Бозорт Р. Ферромагнетизм // М.: Изд-во ин. лит-ры, 1956. – 784 с.
7. Nikolaev V.I., Bushina T.A., Bykov A.V. On Ehrenfest's classification of phase transitions // Book of Abstr. The Moscow International Symposium on Magnetism. – Moscow. – 2002, June 20-24. – P. 221.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ФЕРРОЖИДКОСТЕЙ: ВЛИЯНИЕ ЦЕПОЧЕЧНЫХ АГРЕГАТОВ

Менделев В.С.

Уральский государственный университет им. А.М.Горького
620083, Россия, г. Екатеринбург, пр. Ленина, 51. E-mail: vlnm@mail.ru



Менделеев Валентин Сергеевич поступил в Уральский государственный университет в 2000 году. Сейчас он является магистрантом кафедры математической физики математико-механического факультета. Им опубликованы 4 научных статьи, из которых 3 статьи опубликованы в зарубежных научных журналах. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами Министерства образования и науки РФ.

Данная работа является развитием работы [1], представленной на 11-й Плесской конференции в 2004 году. Ниже приводятся результаты сравнения кривых намагниченности и начальной магнитной восприимчивости, полученных при помощи модели [1] с результатами симуляций системы частиц методом молекулярной динамики [3].

Напомним основные положения используемой модели и полученные результаты.

Наш подход основан на стандартном методе минимизации функционала свободной энергии. Каждая цепочка рассматривается как единый структурный элемент, обладающий трансляционными и ориентационными степенями свободы. Традиционно, для слабо концентрированных феррожидкостей межцепочечным взаимодействием пренебрегается, а внутри цепочек учитывается лишь взаимодействие между ближайшими соседями. Жидкость предполагается монодисперсной, помещенной во внешнее однородное магнитное поле напряженности H .

Распределение цепочек по длинам определяется из минимизации функционала плотности свободной энергии, представляющего собой сумму энергий смеси идеальных газов цепочек различной длины и энергий отдельных цепочек, при соблюдении условий материального баланса в системе:

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

и имеет вид

$$g_n(H) = p(H)^n Q_n(H)/v.$$

Здесь v и φ есть объем феррочастиц и их объемная концентрация, Q_n представляет собой конфигурационный интеграл цепочки, kT есть тепловая энергия, а параметр Лагранжа определяется из условий материального баланса.

Один из основных результатов работы [1] – рекуррентное соотношение, позволяющее получить значение конфигурационного интеграла для любого n и при любой напряженности внешнего магнитного поля.

$$Q_n(H) = q_\infty^{n-1} \frac{\sinh(f_n \alpha)}{f_n \sinh \alpha} \prod_{j=1}^{n-1} C_j(\alpha), \quad L(\alpha) = \text{cth}(\alpha) - 1/\alpha,$$

$$f_{j+1} = 1 + f_j a L(f_j \alpha + a) / (f_j \alpha + a), \quad f_1 = 1. \quad B_j = f_j L(f_j \alpha + a) / (f_j \alpha + a),$$

$$C_j(\alpha) = \frac{\alpha}{\sinh \alpha} \frac{\sinh(f_j \alpha + a)}{f_j \alpha + a} \exp[-a(1 + \alpha B_j)],$$

где $\alpha = mH/kT$ – параметр Ланжевена, q_∞ – значение Q_2 в случае бесконечного поля.

Эти выражения несколько отличаются от аналогичных в [1]. В них введен параметр a , характеризующий позиционные корреляции внутри цепочки. Это сделано, чтобы иметь возможность вычислять конфигурационный интеграл при произвольном потенциале, описывающем стерическое отталкивание и другие близкодствующие взаимодействия, не связанные с магнитными характеристиками частиц. Изменение потенциала межчастичного взаимодействия влияет лишь на значения параметров a и q_∞ , которые могут быть без труда получены численно.

Так как мы пренебрегаем межцепочечным взаимодействием, а хорошее количественное согласие с численным экспериментом возможно только при учете взаимодействий между всеми частицами в системе, для учета дальнедействующих взаимодействий мы применили модифицированную теорию среднего поля [4]. В низшем порядке теории возмущений для эффективного поля получено универсальное выражение:

$$H_e = H + 4\pi M_L(H)/3, \quad M_L(H) = M_\infty L(\alpha), \quad \chi_L = 2\lambda\varphi/\pi$$

где $M_L(H)$ и χ_L – намагниченность и начальная магнитная восприимчивость Ланжевена, M_∞ – намагниченность насыщения жидкости, $\lambda = m^2/d^3kT$ – параметр, характеризующий силу магнито-дипольного взаимодействия.

Сравнение теоретических данных с численным экспериментом, будет корректным только если для моделирования взаимодействий бу-

дуг использованы одинаковые выражения для потенциалов (там где это возможно).

В симуляциях [3] центральные взаимодействия моделировались несколько модифицированным потенциалом Ленарда-Джонса:

$$U_s(ij) = 4\varepsilon \left[\left(\frac{d}{r_{ij}} \right)^{12} - \left(\frac{d}{r_{ij}} \right)^6 \right] + \varepsilon$$

где $\varepsilon = kT$ — энергия отталкивания. Мы использовали этот же потенциал, что привело к небольшим изменениям значений a и q_∞ .

В работе [3] обнаружены аномально высокие магнитные характеристики слабо-концентрированных жидкостей при значительных $\lambda > 3$. Результаты кластерного анализа показали наличие большого количества агрегатов, вытянутых вдоль линий напряженности внешнего поля. Число и размер агрегатов росли при увеличении силы внешнего поля. При низких концентрациях результаты моделирования не описывались существующими теориями (модифицированная теория среднего поля, и т.д.) и в то же время наиболее ярко проявлялось наличие вытянутых вдоль поля линейных цепочек.

Ниже приведены графики сравнения кривых намагниченности и начальной магнитной восприимчивости при различных концентрациях, параметрах магнито-дипольного взаимодействия и напряженности внешнего поля.

На рис. 1 приведены кривые начальной магнитной восприимчивости в зависимости от концентрации феррочастиц. При низких концентрациях наблюдается полное совпадение теоретических данных и численного эксперимента. Однако, с ростом концентрации становится все более заметным завышение моделью значений восприимчивости. Очевидно, это связано с пренебрежением межцепочечным взаимодействием, которое начинает играть все большую роль при повышении концентрации и приводит к сокращению длины цепочек.

Сравнение кривых намагниченности приводится на рис. 2 и 3.

Как известно, при относительно слабых дипольных взаимодействиях в системе $\lambda \leq 2$ намагниченность зависит только от начальной восприимчивости Ланжевена χ_L . В случае же более сильного диполь-дипольного взаимодействия намагниченность начинает зависеть от самого значения λ , а не $\lambda\varphi$, что может быть объяснено именно наличием цепочечных агрегатов системе, которые усиливают отклик системы на внешнее поле. Кривые намагниченности в зависимости от параметра Ланжевена α при фиксированном $\varphi = 0.03$, и $\lambda = 3, 3.5, 4$ изображены на рис. 2. На рисунках приведена разница между намагниченностью си-

стемы и намагничённостью Ланжевена, нормированная на намагничённость насыщения жидкости.

Теоретические и численные данные находятся в хорошем согласии. Особенно точное совпадение наблюдается при $\lambda = 3$ и 3.5. При $\lambda = 4$ модель немного недооценивает намагничённость, что особенно сильно проявляется при α от 1 до 1.5. Даже в этом случае расхождение не превышает 5%.

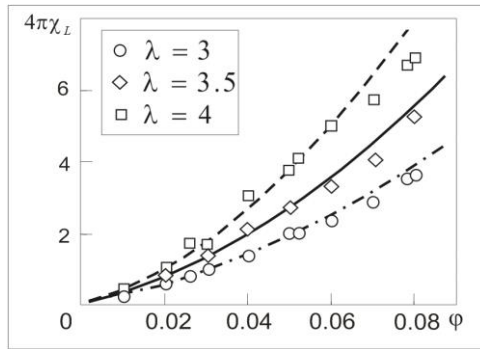


Рис. 1. Концентрационная зависимость начальной магнитной восприимчивости. Линиями представлены теоретические результаты, точками — численный эксперимент

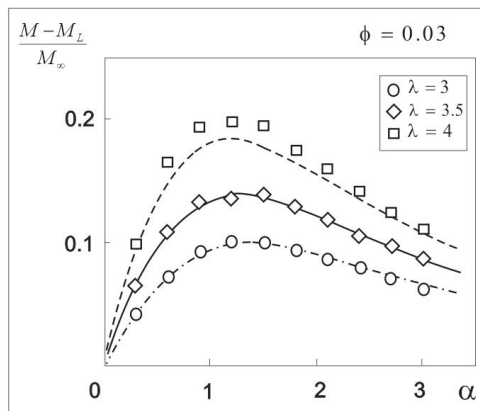


Рис. 2. Кривые намагничённости при фиксированной плотности в зависимости от напряжённости внешнего поля

Сравнения кривых намагничённости в зависимости от напряжённости внешнего поля при фиксированной восприимчивости Ланжевена

$\chi_L = 1.256$ и различных λ показаны на рис. 3. Точки численного моделирования лежат очень близко к теоретической кривой при $\lambda = 3$ и 4, однако при $\lambda = 5$ и $\alpha \approx 1$ модель занижает намагниченность системы. Для сравнения на рис. 3 приведена кривая, получаемая из модифицированной теории среднего поля (нижний порядок возмущений).

Из приведенных результатов видно, что цепочки могут оказать очень существенное влияние на намагниченность и начальную восприимчивость феррожидкости. Модель, подробно описанная в [2] и ориентированная на то, чтобы описать именно влияние цепочечных агрегатов на свойства системы показало качественное и количественное согласие с численным экспериментом.

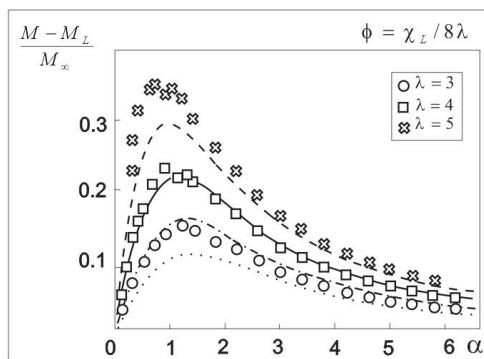


Рис. 3. Кривые намагниченности при фиксированной начальной восприимчивости Ланжевена

В заключение отметим, что цепочечные агрегаты, несомненно, оказывают существенное влияние на магнитные свойства жидкости, и приведенная в этой работе модель достаточно точно количественно и качественно описывает это влияние. Модель может быть без труда обобщена на полидисперсный случай.

Автор выражает благодарность фонду некоммерческих программ «Династия», АФСР (проект REC-005 ЕК-005Х1), РФФИ (грант 04-02-16078).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Иванов А.О., Менделев В.С. Сб. трудов 11-ая Юбил. Межд. Плесская конф. по магнитным жидкостям, Плес, ИГЭУ. – 2004. – С. 62-67.
2. V.S. Mendelev, A.O. Ivanov, Physical Review E 70 (2004) 051502.
3. Z. Wang, C. Holm, H.W. Muller, Physical Review E 66 (2002) 021405.
4. A.F. Pshenichnikov, J. Magn. Magn. Mat. 145 (1995) 319.

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

ТЕРМИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ НА ОСНОВЕ СИНТЕТИЧЕСКИХ МАСЕЛ

Королев В.В.

Институт химии растворов РАН
153045, г. Иваново, ул. Академическая, 1, тел. (4932)336259,
факс (4932)336237, e-mail: vyk@isc-ras.ru

Блинов А.В., Арефьева Т.А., Новикова С.И.

ООО «НПК «Ферролабс»

153027, г. Иваново, ул. Павла Большевикова, 27, тел. (4932) 352770,
факс (4932) 352090, e-mail: blinov@ferrolabs.com



Королев Виктор Васильевич в 1982 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидат химических наук. С 1997 года работает в должности ведущего научного сотрудника ИХР РАН. Имеет 110 научных публикаций, в том числе 3 коллективных монографии, 45 статей. Научно-исследовательская работа в области магнитных наносистем поощрялась грантами РФФИ, ФЦП «Интеграция», Президиума РАН.



Блинов Алексей Владимирович окончил ИГХТУ в 1999 году. В 2004 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата наук по теме «Термодинамика адсорбции олеата натрия, олеиновой, линолевой и линоленовой кислот из воды, четыреххлористого углерода и гексана на высокодисперсном магнетите». Имеет 14 научных публикаций в том числе 6 статей. В настоящее время является научным сотрудником ООО «НПК «Ферролабс».



Арефьева Татьяна Альбертовна окончила ИГХТУ в 1979 году. Имеет патент РФ. В настоящее время работает ведущим химиком-технологом ООО «НПК «Ферролабс».



Новикова Светлана Икаровна окончила ИГХТУ в 1971 году. Имеет 4 научных публикаций, 4 авторских свидетельства на изобретения. В настоящее время работает технологом ООО «НПК «Ферролабс».

Магнитные жидкости (МЖ) нашли широкое применение в современной науке и технике. Все новые области их применения приводят к необходимости синтеза МЖ с уникальными свойствами. Наиболее широкое применение в науке, технике и медицине нашли МЖ на основе синтетических масел. МЖ в которых несущей средой являются

синтетические масла работают в широком интервале температур, обладают низкой скоростью испарения и наименьшей зависимостью вязкости от температуры. Современная промышленность выпускает большое количество синтетических масел с различными свойствами, поэтому определить влияние их свойств на свойства МЖ в целом является актуальной задачей.

В данной работе рассматривается влияние высоких температур на свойства магнитных жидкостей на основе полиэтилсилоксановых (ПЭС) масел и синтетического углеводородного масла.

Экспериментальная часть

В данной работе исследовали четыре вида МЖ на основе двух видов масел: полиэтилсилоксанового и синтетического углеводородного. Магнитной фазой во всех исследуемых МЖ является магнетит.

Образец №1 – МЖ на основе ПЭС-5, с объемной концентрацией магнетита 5%;

Образец №2 – МЖ на основе ПЭС-5, с объемной концентрацией магнетита 3%;

Образец №3 – МЖ на основе углеводородного синтетического масла ИПМ-10, с объемной концентрацией магнетита 9%;

Образец №4 – МЖ на основе ПЭС-В-2, с объемной концентрацией магнетита 10%.

В качестве методов исследования применялся метод длительного нагрева при постоянной температуре (130°C) с измерением вязкости МЖ и термогравиметрический метод с нагревом образцов от 20 до 250°C.

1. Исследование длительного влияния высокой температуры на экспериментальные образцы МЖ

Исследуемые МЖ, помещали в индивидуальные тигли, длительное время выдерживали при температуре 130°C, а затем проводили измерение их вязкости.

Длительный нагрев МЖ проводили на специальной установке (рис. 1). Тигли или магниты, содержащие исследуемые МЖ, помещались в термоизолированный цилиндр (2), в котором при помощи термостата (1) поддерживалась постоянная температура 130 °С. Процесс нагревания МЖ до 130°C и охлаждения её до комнатной температуры проходил циклически, в среднем время воздействия высокой температуры на МЖ составляло 9 часов в день.

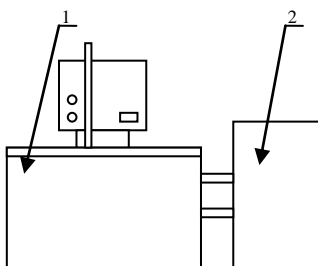


Рис. 1. Установка для длительного нагрева МЖ

Измерение пластической вязкости экспериментальных МЖ проводилось на приборе Реотест 2.0 при температуре 20 °С.

На основе полученных экспериментальных данных по воздействию температуры на вязкость МЖ был построен график 1.

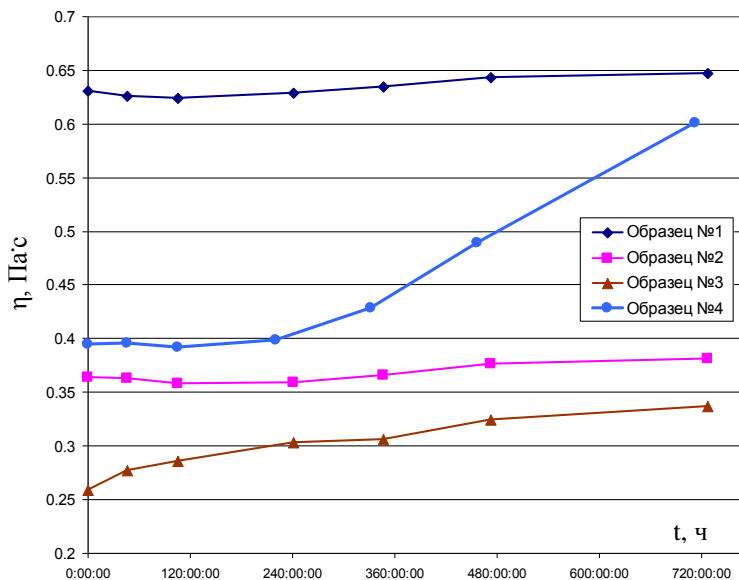


Рис. 2. График зависимости вязкости исследуемых МЖ от времени температурного воздействия

Из представленных результатов следует, что изменение вязкости образца №1 и образца №2 незначительно и составляет 2,5% и 4,1% соответственно. В случае образца №3 изменение вязкости в результате термического воздействия, по сравнению с исходным значением, со-

ставило примерно 30%. Максимальное изменение вязкости произошло у образца №4 и составило 52% по сравнению с исходной вязкостью.

Низкая термостабильность образца МЖ №4 объясняется тем, что несущей средой в этой МЖ является ПЭС-В-2, у которой максимальная рабочая температура составляет 150°C. А в случае образцов №1 и №2 носителем является ПЭС-5 максимальная рабочая температура которой составляет 265°C. Эти данные полностью согласуются с экспериментальными данными, полученными методом термогравиметрического анализа. Меньшая термическая устойчивость жидкости носителя, по-видимому, так же является причиной более низкой устойчивости образца МЖ №3 по сравнению с образцами №1 и №2, т.к. несущей средой является синтетическое углеводородное масло.

2. Термогравиметрический анализ МЖ на основе ПЭС-5 и ПЭС-В-2

Для исследования термической устойчивости двух магнитных жидкостей на различных основах использовали метод термогравиметрического анализа. Данный метод основан на регистрации изменения массы образца в зависимости от его температуры в условиях программированного изменения температуры среды. Использовали динамический способ проведения термогравиметрического эксперимента, т.е. изменяли температуру печи во времени при постоянной скорости нагрева. Исследования проводили на дериватографе Q1000 фирмы МОМ (Венгрия). В результате получили кривые зависимости изменения массы образца (кривая – TG), и кривые ДТА – дифференциально-термического анализа, которые представляют из себя разность температуры исследуемого образца и эталона. Различные участки кривых позволяют определить термическую устойчивость образца, промежуточных соединений и конечного продукта.

Были исследованы два образца, образец №1 – МЖ на основе ПЭС-5 и образец №2 – МЖ на основе ПЭС-В-2. Образцы исследовались в интервале температур 20-250°C. На рис. 3(а) представлены кривые, снятые для эталона, а на рис. 3(б) (образец №1) и 3(в) (образец №2) – кривые исследуемых образцов. Навеска образцов составляла 544 и 545 мг соответственно, скорость нагрева 2.5 град/мин, чувствительность прибора в обоих случаях одинакова. На основании кривой TG можно заключить, что в обоих образцах убыль массы начинается со 130 °C, т.е. начиная с этой температуры начинает испаряться основа МЖ. Однако скорость испарения основы различна. Так для МЖ на ПЭС-5 убыль массы при 240°C составляет 5.5 мг, а для МЖ на ПЭС-В-2 9.5 мг, т.е. скорость испарения основы МЖ в первом случае почти в два раза меньше. Это говорит о том, что МЖ на ПЭС-5 термически более устойчива.

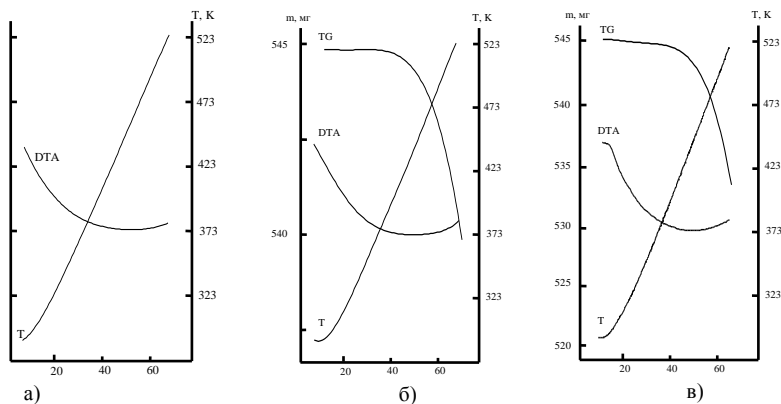


Рис. 3. Термогравиметрические кривые снятые для: а) эталона A_2O_3 ; б) образца МЖ на ПЭС-5; в) образца МЖ на ПЭС-B-2

Кривые ДТА для обоих образцов не имеют отличий от кривых ДТА для эталона A_2O_3 . Это говорит о том, что образцы в интервале температур 20-250°C не претерпевают каких либо изменений, связанных с изменением химического или фазового состава.

Таким образом, на основании термогравиметрического эксперимента можно сделать вывод о том, что оба образца МЖ термически устойчивы в интервале температур 20-130°C. При температурах выше 130°C в обоих образцах происходит испарение жидкости носителя, что ведет к увеличению концентрации магнитной фазы и к увеличению вязкости системы. Однако, скорость испарения носителя для МЖ на ПЭС-5 в два раза меньше, чем для МЖ на ПЭС-B-2, т. е. первая МЖ является термически более устойчивой и срок ее службы при эксплуатации выше 130°C должен быть значительно больше по сравнению с МЖ на основе ПЭС-B-2.

МАГНЕТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ВОДНЫХ И ЭТАНОЛЬНЫХ СУСПЕНЗИЙ МАГНЕТИТА

**Арефьев И.М., Королев В.В., Рамазанова А.Г.,
Блинов А.В.**

Институт химии растворов РАН
153045, г. Иваново, ул. Академическая, д.1
E-mail: vvk@isc-ras.ru



Арефьев Игорь Михайлович окончил магистратуру ВХК РАН при ИГХТУ в 2006 году. С 2006 года аспирант ИХР РАН. Имеет 12 публикаций, в том числе 3 статьи.



Королев Виктор Васильевич в 1982 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидат химических наук. С 1997 года работает в должности ведущего научного сотрудника ИХР РАН. Имеет 110 научных публикаций, в том числе 3 коллективных монографии, 45 статей. Научно-исследовательская работа в области магнитных наносистем поощрялась грантами РФФИ, ФЦП «Интеграция», Президиума РАН.



Рамазанова Анна Геннадьевна окончила магистратуру ВХК РАН при ИГХТУ в 1997 году. С 1997 года аспирант кафедры неорганической химии ИГХТУ. В 2000 году успешно защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата химических наук по теме «Адсорбция поверхностно-активных веществ из органических растворителей и воды на поверхности магнетита». С февраля 2001 года и по настоящее время работает в должности научного сотрудника в ИХР РАН. Имеет 40 публикаций, в том числе 10 статей. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась стипендией президента РФ, грантами РФФИ, ФЦП «Интеграция», грантами по программе фундаментальных исследований РАН.



Блинов Алексей Владимирович окончил ИГХТУ в 1999 году. В 2004 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата наук по теме «Термодинамика адсорбции олеата натрия, олеиновой, линолевой и линоленовой кислот из воды, четыреххлористого углерода и гексана на высокодисперсном магнетите». Имеет 14 научных публикаций в том числе 6 статей. В настоящее время является научным сотрудником ООО «НПК «Ферролабс».

Уникальные свойства наноматериалов и создание на их основе новейших нанотехнологий обуславливает резкое увеличение научных исследований в этом направлении. Магнитные наносистемы имеют свои особенности, так как наночастицы ферритмагнетика – однодоменные, имеют специфику магнитных свойств, а явления на границе раздела фаз уникальны. Магнетотепловые явления в таких системах ранее практически не изучались, в частности нет работ, посвященных экспериментальному изучению магнетокалорического эффекта, зависимости его от природы ферритмагнитных наносистем, состава магнитной фазы, температуры, величины магнитного поля.

Исследование магнетокалорического эффекта в таких наносистемах, как высокодисперсные суспензии, вызывает несомненный интерес, так как при наложении магнитного поля наряду с изменением магнитного состояния магнитной фазы происходит структурная перестройка данных систем в магнитном поле [1]. Кроме этого в подобных системах имеют место адсорбционно-сольватационные взаимодействия, которые, по-видимому, вносят определенный вклад в величину МКЭ.

В представленной работе калориметрическим методом в интервале температур 15-80⁰С определен магнетокалорический эффект (МКЭ) водной ($\varphi = 35.6\%$) и этанольной ($\varphi = 26.5\%$) суспензии высокодисперсного магнетита.

Измерение МКЭ и теплоемкости проводили на автоматизированной микрокалориметрической установке [2]. Измерительная микрокалориметрическая ячейка с изотермической оболочкой, помещалась в межполюсную зазор электромагнита (60 мм) и позволяла измерять величину магнетокалорического эффекта и теплоемкости в магнитных полях от 0 до 0.7 Тл и температурах 15-80⁰С.

Синтез высокодисперсного магнетита проводили по методике [3] соосаждением солей 2-х и 3-х валентного железа избытком аммиака. Полученную суспензию магнетита многократно промывали дистиллированной водой до рН=7. Окончательно степень отмывки от сульфат- и хлорид- ионов проверяли по проводимости промывных вод и доводили до удельной электропроводности 1.77 мкСм·см⁻¹. Суспензию на основе этанола готовили многократной промывкой и декантацией водной суспензии спиртом. Качество отмывки от воды контролировали ИК – спектроскопически.

Рентгенографическим методом [4] был определен средний размер наночастиц магнетита. В водной суспензии размер частиц составляет 6–10 нм, удельная поверхность – 130 м²/г, частицы находятся в агрегированном состоянии. Размер агрегатов наибольшей фракции, определенный микроскопическим методом, составлял 1 мкм [5].

Следует отметить, что в ходе эксперимента ячейка, заправленная образцом суспензии магнетита, в течение 30 дней, подвергалась многократному включению и выключению магнитного поля, а также многократному нагреву до заданной температуры и последующему охлаждению. После воздействия магнитного поля и температуры образцы водной и спиртовой суспензии магнетита изменили свой цвет с черного на светло-коричневый.

Результаты измерения МКЭ образцов суспензий представлены на рисунках 1-4.

МКЭ суспензий магнетита от величины индукции магнитного поля (рис. 1-2) при всех температурах и в полях от 0 до 0.7 Тл по абсолютной величине нелинейно возрастает с ростом индукции магнитного поля. До 55⁰С МКЭ для всех образцов имеет одинаковый порядок величин и тенденцию к изменению. Выше 55⁰С изотермы МКЭ водных суспензий магнетита становятся отрицательными (рис. 1, кривые 8-10; рис. 2, кривые 4, 5).

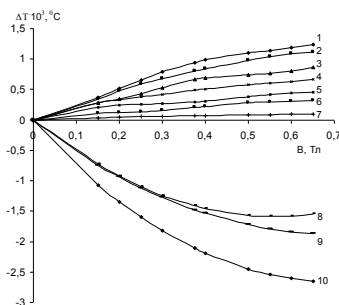


Рис. 1. Зависимость величины МКЭ водной суспензии магнетита от величины индукции магнитного поля при температурах: 1 – 20⁰С; 2 – 25⁰С; 3 – 30⁰С; 4 – 35⁰С; 5 – 40⁰С; 6 – 45⁰С; 7 – 55⁰С; 8 – 60⁰С; 9 – 70⁰С; 10 – 80⁰С

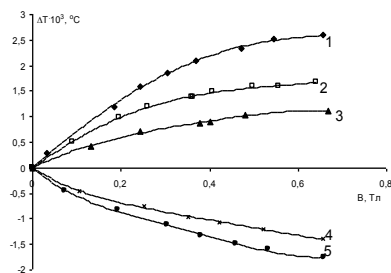


Рис. 2. Зависимость величины МКЭ суспензии магнетита в этаноле от величины индукции магнитного поля при температурах: 1 – 25⁰С; 2 – 40⁰С; 3 – 55⁰С; 4 – 65⁰С; 5 – 75⁰С

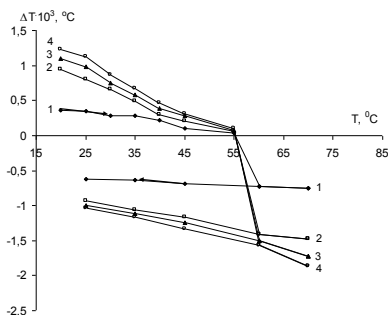


Рис. 3. Зависимость МКЭ в процессе намагничивания образца водной суспензии магнетита (35.6% магнитной фазы) от температуры в полях: 1 – 0.05 Тл; 2 – 0.15 Тл; 3 – 0.375 Тл; 4 – 0.55 Тл

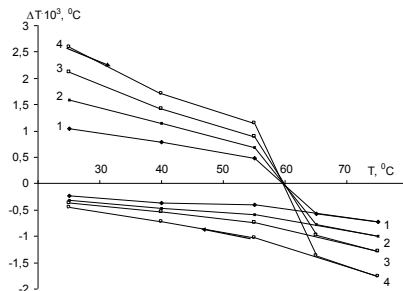


Рис. 4. Зависимость МКЭ в процессе намагничивания образца этанольной суспензии магнетита (26.5% магнитной фазы) от температуры в полях: 1 – 0.05 Тл; 2 – 0.15 Тл; 3 – 0.375 Тл; 4 – 0.55 Тл

На рис. 3 и 4 представлены зависимости МКЭ суспензий от температуры при различных индукциях магнитного поля. Как видно из рисунков в интервале температур $15 \div 50^{\circ}\text{C}$ величины МКЭ для всех образцов незначительно уменьшается. Значения МКЭ в образцах при одних и тех же магнитных полях возрастают в следующем порядке: водная суспензия, этанольная суспензия. Для суспензий магнетита имеет место резкий скачек МКЭ (рис. 3, 4), знак МКЭ меняется с положительного на отрицательный. Для водной суспензии смена знака МКЭ наблюдается при 55°C , для спиртовой – при 60°C . Изменение знака и резкое уменьшение МКЭ происходит при всех магнитных полях, причем с увеличением величины магнитного поля скачек МКЭ увеличивается. Такое поведение МКЭ связано с изменением химического состава магнитной фазы водной суспензии, а именно с окислением магнетита до маггемита ($\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$). При нагревании на воздухе свыше 45°C высокодисперсный магнетит окисляется до $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$, меняя цвет с черного на светло-коричневый [5]. Кристаллы $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ так же как и магнетит имеют кубическую кристаллическую решетку и ферромагнитны [5]. Для установления состава магнитной фазы образцов после эксперимента использовали метод бихроматометрического титрования для определения железа (II) [6]. Отсутствие железа (II) в образце подтвердило окисление магнетита. Вследствие выше сказанного следует отметить, что температурные кривые МКЭ для обеих суспензий имеют необратимый характер, т.е. с понижением температуры значения МКЭ лежат в отрицательной области.

Таким образом, из полевых и температурных зависимостей МКЭ установлено, что значения МКЭ в образцах возрастают в следующем порядке: водная суспензия, этанольная суспензия. В суспензиях МКЭ меняет знак с положительного на отрицательный. Смена знака МКЭ связана с термическим окислением Fe_3O_4 в $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$, вследствие чего температурная зависимость МКЭ для суспензий является необратимой. Для этанольной суспензии смена знака происходит при более высокой температуре, что связано с более прочной адсорбционной оболочкой на поверхности магнетита из молекул этанола в сравнении с оболочкой из молекул воды.

На рис. 5-6 представлены зависимости удельной теплоемкости исследуемых суспензий от величины индукции магнитного поля. Эти зависимости носят экстремальный характер. Однако нужно отметить, что характер зависимости удельной теплоемкости от величины индукции магнитного поля при тех температурах, при которых МКЭ становится отрицательным, меняется. Удельная теплоемкость при таких температурах монотонно уменьшается с ростом индукции магнитного поля. Уменьшение теплоемкости можно связать со структурированием магнитной фазы в исследуемых системах в магнитном поле.

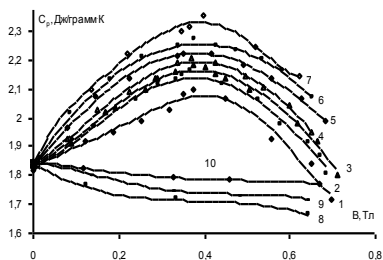


Рис. 5. Зависимость величины удельной теплоемкости водной суспензии магнетита от величины индукции магнитного поля при температурах: 1 – 20°C; 2 – 25°C; 3 – 30°C; 4 – 35°C; 5 – 40°C; 6 – 45°C; 7 – 55°C; 8 – 60°C; 9 – 70°C; 10 – 80°C

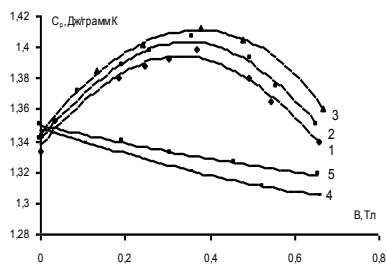


Рис. 6. Зависимость величины удельной теплоемкости суспензии магнетита в этаноле от величины индукции магнитного поля при температурах: 1 – 25°C; 2 – 40°C; 3 – 55°C; 4 – 65°C; 5 – 75°C

На рис. 7-8 представлены зависимости удельной теплоемкости от температуры в различных магнитных полях для обеих суспензий.

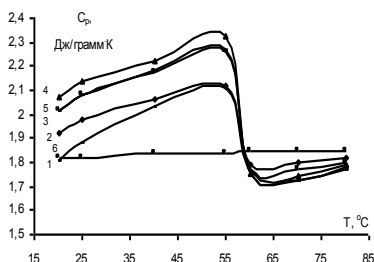


Рис. 7. Зависимость удельной теплоемкости водной суспензии магнетита (35.6% магнитной фазы) от температуры в полях: 1 – 0 Тл; 2 – 0.15 Тл; 3 – 0.25 Тл; 4 – 0.375 Тл; 5 – 0.5 Тл; 6 – 0.65 Тл

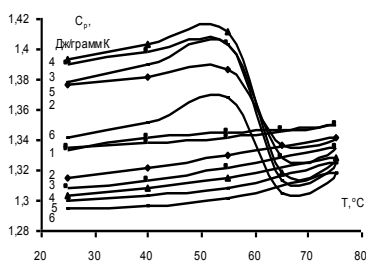


Рис. 8. Зависимость удельной теплоемкости этанольной суспензии магнетита (26.5% магнитной фазы) от температуры в полях: 1 – 0 Тл; 2 – 0.15 Тл; 3 – 0.25 Тл; 4 – 0.375 Тл; 5 – 0.5 Тл; 6 – 0.65 Тл

Для обеих суспензий магнетита в нулевом поле (рис. 7-8, кривая 1) удельная теплоемкость незначительно увеличивается с увеличением температуры. В магнитных полях теплоемкость увеличивается до некоторой температуры, а затем резко уменьшается при тех температурах, при которых МКЭ меняет знак. Такое изменение теплоемкости связано с изменением химического состава магнитной фазы, а именно с переходом $\text{Fe}_3\text{O}_4 \rightarrow \gamma\text{Fe}_2\text{O}_3$. Для водной суспензии уменьшение теплоемкости более резкое, чем для спиртовой, что, по-видимому, связано с природой дисперсионной среды.

Работа поддержана грантом РФФИ (03-03-32996) и программой Президиума РАН «Фундаментальные проблемы физики и химии наноразмерных систем и наноматериалов» (0002-251/ПТ-08/128-134/030603-455).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Блум Э.Я., Майоров М.М., Цеберс А.О. Магнитные жидкости. – Рига: Зинатне, 1989. – 386 с.
2. Королев В.В., Романов А.С., Арефьев И.М. // Журнал физической химии. – 2006. – Т. 80. – № 2. – С. 380.
3. Королев В.В., Завадский А.Е., Яшкова В.И., Балмасова О.В., Железнов К.Н., Рамазанова А.Г. // Доклады АН. – 1998. – Т.361. – № 3. – С.362.
4. Завадский А.Е., Королев В.В., Яшкова В.И., Рамазанова А.Г., Кобенин В.А. // Изв. вузов. Химия и хим. технология. – 2000. – Т. 43. Вып. 5. – С. 124.
5. Химическая энциклопедия в 5 томах. – М.: Научн. изд. «Большая Российская энциклопедия», 1992. Т. 3. С. 765, Т. 2. С. 254, Т. 5. С. 86.
6. Крешков А.П. Основы аналитической химии. Т.2. – М: Химия, 1976. – С. 286.

ТЕРМОДИНАМИКА МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

**Рамазанова А.Г., Королев В.В., Арефьев И.М.,
Блинов А.В.**

Институт химии растворов РАН
153045, г. Иваново, ул. Академическая, д. 1
E-mail: yvk@isc-ras.ru



Рамазанова Анна Геннадьевна окончила магистратуру ВХК РАН при ИГХТУ в 1997 году. С 1997 года аспирант кафедры неорганической химии ИГХТУ. В 2000 году успешно защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата химических наук по теме «Адсорбция поверхностно-активных веществ из органических растворителей и воды на поверхности магнетита». С февраля 2001 года и по настоящее время работает в должности научного сотрудника в ИХР РАН. Имеет 40 публикаций, в том числе 10 статей. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась стипендией президента РФ, грантами РФФИ, ФЦП «Интеграция», грантами по программе фундаментальных исследований РАН.



Королев Виктор Васильевич в 1982 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидат химических наук. С 1997 года работает в должности ведущего научного сотрудника ИХР РАН. Имеет 110 научных публикаций, в том числе 3 коллективных монографии, 45 статей. Научно-исследовательская работа в области магнитных наносистем поощрялась грантами РФФИ, ФЦП «Интеграция», Президиума РАН.



Арефьев Игорь Михайлович окончил магистратуру ВХК РАН при ИГХТУ в 2006 году. С 2006 года аспирант ИХР РАН. Имеет 12 публикаций, в том числе 3 статьи.



Блинов Алексей Владимирович окончил ИГХТУ в 1999 году. В 2004 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата наук по теме «Термодинамика адсорбции олеата натрия, олеиновой, линолевой и линоленовой кислот из воды, четыреххлористого углерода и гексана на высокодисперсном магнетите». Имеет 14 научных публикаций в том числе 6 статей. В настоящее время является научным сотрудником ООО «НИК «Ферролабс».

При изучении магнитных наносистем одной из наиболее характерных и важных ее свойств является теплоемкость. В подобного рода системах, благодаря таким термическим эффектам, как аномалия в теплоемкости [1] становится очевидным наличие магнитного упорядочения. Ранее считалось [2], что изменение теплоемкости с полем незначительно и его можно не учитывать при термодинамических расчетах, однако полученные нами экспериментальные данные по теплоемкости магнитных жидкостей в магнитных полях показывают, что, например, для расчета магнитной части энтропии необходимо знать магнитную составляющую теплоемкости. Из выше сказанного очевидно на актуальность данного экспериментального исследования.

Измерение теплоемкости магнитной жидкости в магнитных полях $0 \div 0.7$ Тл, и температурах 288-353 К проводили на автоматизированной микрокалориметрической установке [3]. Измерительная микрокалориметрическая ячейка с изотермической оболочкой, помещалась в межполюсный зазор (60 мм) электромагнита. Объем реакционного сосуда составлял 2 см^3 . Магнетитовую магнитную жидкость синтезировали по методике [4], объемное содержание магнитной фазы составляло $\varphi = 7.4\%$. В качестве поверхностно-активного вещества использовали олеиновую кислоту, а дисперсионной среды – трансформаторное масло. Погрешность в определении удельной теплоемкости магнитной жидкости составляла $\pm 1.5\%$.

На рис. 1, 2 представлены зависимости удельной теплоемкости магнетитовой магнитной жидкости от индукции магнитного поля и температуры соответственно.

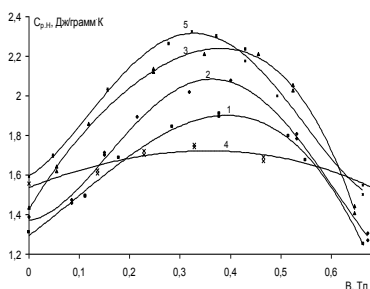


Рис. 1. Зависимость удельной теплоемкости магнитной жидкости от индукции магнитного поля при температурах: 1 – 288 К; 2 – 298 К; 3 – 318 К; 4 – 338 К; 5 – 348 К

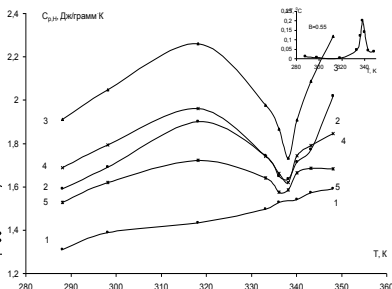


Рис. 2. Зависимость удельной теплоемкости магнитной жидкости от температуры при индукции магнитного поля: 1 – 0 Тл; 2 – 0.15 Тл; 3 – 0.375 Тл; 4 – 0.55 Тл; 5 – 0.6 Тл

Изотермы удельной теплоемкости при всех температурах имеют максимум в полях $0.3 \div 0.4$ Тл, однако, приближаясь к температуре мак-

сумма магнетокалорического эффекта (см. вставку [5] на рис. 2) теплоемкость слабо зависит от магнитного поля (рис. 1, кривая 4). Температурная зависимость удельной теплоемкости имеет сложный характер. В нулевом поле теплоемкость линейно возрастает (рис. 2, кривая 1). В магнитных полях теплоемкость имеет максимум при 318 К и минимум при 338 К. Максимум теплоемкости с ростом индукции магнитного поля сначала увеличивается до 0.375 Тл, затем уменьшается. Температура максимума теплоемкости совпадает с температурой минимума магнетокалорического эффекта, а температура минимума теплоемкости, совпадает с температурой максимума магнетокалорического эффекта (см. вставку на рис. 2). Подобная закономерность не противоречит известному термодинамическому соотношению:

$$\Delta T = T/C_m \cdot (\partial I / \partial T) \cdot \Delta H,$$

в котором магнетокалорический эффект – ΔT и теплоемкость магнетика – C_m находятся в обратно-пропорциональной зависимости. $\partial I / \partial T$ – производная намагниченности по температуре.

При температуре максимума МКЭ теплоемкость в магнитных полях стремится к теплоемкости в нулевом поле (рис. 2).

На той же калориметрической установке, сравнивая подъем температуры в результате МКЭ и Джоулево тепло калибровочного нагревателя (с учетом поправок на теплообмен в калориметрическом опыте) было определено изменение энтальпии наночастиц магнетита при наложении магнитного поля на магнитную жидкость [3]. Полевые и температурные зависимости изменения энтальпии (рис. 3, 4) по форме аналогичны зависимостям МКЭ [5].

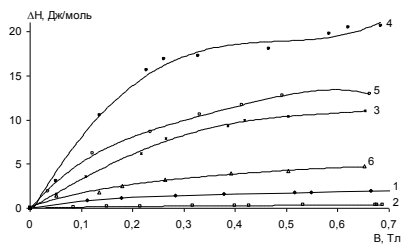


Рис. 3. Зависимость изменения энтальпии магнитной жидкости от индукции магнитного поля при температурах: 1 – 288 К; 2 – 298 К; 3 – 336 К; 4 – 338 К; 5 – 340 К; 6 – 343 К

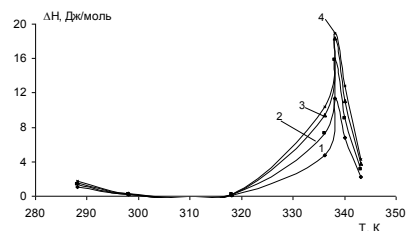


Рис. 4. Зависимость изменения энтальпии магнитной жидкости от температуры при индукциях магнитного поля: 1 – 0.15 Тл; 2 – 0.25 Тл; 3 – 0.375 Тл; 4 – 0.5 Тл

На всех изотермах значения изменения энтальпии увеличиваются с увеличением индукции магнитного поля. Температурная зависимость имеет максимум при температуре максимума МКЭ (338 К), ве-

личина которого увеличивается с увеличением магнитного поля и достигает величины 20 Дж/моль.

Если учесть, что при наложении магнитного поля в магнитной жидкости изменяется теплоемкость только магнитной фазы, т.е. наночастиц магнетита то, вычитая из удельной теплоемкости в данном поле удельную теплоемкость в нулевом поле можно получить изменение магнитной части удельной или, если отнести к молю Fe_3O_4 , молярной теплоемкости магнетита при постоянном поле и температуре т.е. $\Delta C_p(H, T)$. Характер полевых и температурных зависимостей $\Delta C_p(H, T)$ в магнитной жидкости аналогичен кривым, представленным на рис. 1 и 2 и здесь не приводится, а их абсолютные значения необходимы для расчета температурной и полевой зависимостей изменения магнитной части энтропии $\Delta S_m(H, T)$ при наложении внешнего магнитного поля по следующей термодинамической формуле [6]:

$$\Delta S_m(H, T) = \Delta T \Delta C_m(H, T) / T,$$

где ΔT – магнетокалорический эффект. Вычисленные по этой формуле зависимости $\Delta S_m(H, T)$ от магнитного поля и температуры представлены на рис. 5, 6.

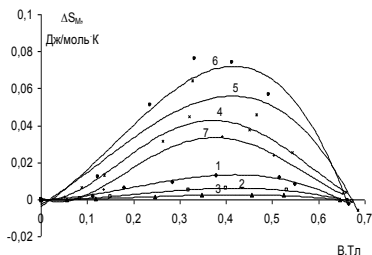


Рис. 5. Зависимость изменения энтропии магнитной жидкости от индукции магнитного поля при температурах: 1 – 288 К; 2 – 298 К; 3 – 318 К; 4 – 333 К; 5 – 338 К; 6 – 340 К; 7 – 343 К

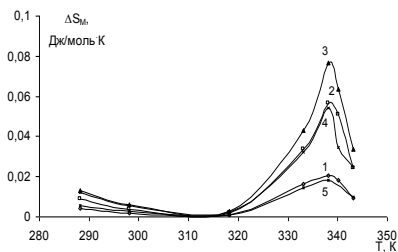


Рис. 6. Зависимость изменения энтропии магнитной жидкости от температуры при индукции магнитного поля: 1 – 0.15 Тл; 2 – 0.25 Тл; 3 – 0.375 Тл; 4 – 0.5 Тл; 5 – 0.6 Тл

Изотермы полевой зависимости $\Delta S_m(H, T)$ имеют экстремальный характер с максимумом в полях $0.3 \div 0.5$ Тл (рис. 5). Температурная зависимость $\Delta S_m(H, T)$ имеет широкий минимум в интервале $290 \div 320^\circ\text{C}$ и резко выраженный максимум в области максимума МКЭ (338 К). С ростом индукции магнитного поля высота максимума увеличивается до 0.375 Тл, а затем уменьшается (рис. 6).

Сравнивая максимальные значения энтальпии и энтропии в точке максимума температурных зависимостей, можно сказать, что при

температуре фазового магнитного перехода изменение магнитной части энтропии вносит определяющий вклад в изменении энергии Гиббса при наложении магнитного поля.

В заключении можно сформулировать основные результаты:

- полевая зависимость теплоемкости имеет максимум в средних полях (0,3-0,4) Тл, который изменяется с увеличением температуры;
- при температуре фазового магнитного перехода теплоемкость слабо зависит от магнитного поля;
- изменение теплоемкости наночастиц магнитной фазы в точке фазового магнитного перехода близко к нулю;
- температура максимума теплоемкости совпадает с температурой минимума магнетокалорического эффекта, а температура минимума теплоемкости, совпадает с температурой максимума магнетокалорического эффекта;
- температурная зависимость изменения магнитной части энтропии $\Delta S_m(H, T)$ имеет максимум при температуре максимума МКЭ и минимуме теплоемкости т.е. при температуре фазового магнитного перехода второго рода.

Работа поддержана грантом РФФИ (03-03-32996) и программой Президиума РАН «Фундаментальные проблемы физики и химии наноразмерных систем и наноматериалов» (0002-251/П-08/128-134/030603-455).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Карлин Р. Магнетохимия – М.: Мир, 1989. – 400 с.
2. Магнитные свойства кристаллических и аморфных сред. Под редакцией В.А. Игнатченко. – Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1989. – 252 с., с. 19-22.
3. Королев В.В., Романов А.С., Арефьев И.М. // Журнал физической химии. – 2006. – Т. 80. № 2. – С. 380.
4. Шмелева Л.А., Савина Л.Н., Дюповкин Н.И., Королев В.В. // Изв. вузов. Химия и хим. технология. – 1995. – Т. 38. Вып. 6. – С. 71.
5. Королев В.В., Арефьев И.М., Рамазанова А.Г. // Журнал физической химии. – 2007.
6. Андреевко А.С., Белов К.П., Никитин С.А., Тишин А.М. Успехи физических наук. Т. 158, вып.4. – 1989. – С.553-579.

МАГНЕТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ МАГНЕТИТОВЫХ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

**Королев В.В., Арефьев И.М., Рамазанова А.Г.,
Блинов А.В.**

Институт химии растворов РАН
153045, г. Иваново, ул. Академическая, д.1
E-mail: vvk@isc-ras.ru



Королев Виктор Васильевич в 1982 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидат химических наук. С 1997 года работает в должности ведущего научного сотрудника ИХР РАН. Имеет 110 научных публикаций, в том числе 3 коллективных монографии, 45 статей. Научно-исследовательская работа в области магнитных наносистем поощрялась грантами РФФИ, ФЦП «Интеграция», Президиума РАН.



Арефьев Игорь Михайлович окончил магистратуру ВХК РАН при ИГХТУ в 2006 году. С 2006 года аспирант ИХР РАН. Имеет 12 публикаций, в том числе 3 статьи.



Рамазанова Анна Геннадьевна окончила магистратуру ВХК РАН при ИГХТУ в 1997 году. В 2000 году защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата химических наук по теме «Адсорбция поверхностно-активных веществ из органических растворителей и воды на поверхности магнетита». С февраля 2001 года и по настоящее время работает в должности научного сотрудника в ИХР РАН. Имеет 40 публикаций, в том числе 10 статей. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась стипендией президента РФ, грантами РФФИ, ФЦП «Интеграция», грантами по программе фундаментальных исследований РАН.



Блинов Алексей Владимирович окончил ИГХТУ в 1999 году. В 2004 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата наук по теме «Термодинамика адсорбции олеата натрия, олеиновой, линолевой и линоленовой кислот из воды, четыреххлористого углерода и гексана на высокодисперсном магнетите». Имеет 14 научных публикаций в том числе 6 статей. В настоящее время является научным сотрудником ООО «НПК «Ферролаб».

Исследование магнетокалорического эффекта (МКЭ) в таких наносистемах, как магнитные жидкости вызывает несомненный интерес, так как при наложении магнитного поля наряду с изменением

магнитного состояния магнитной фазы происходит структурная перестройка данных систем в магнитном поле [1]. Кроме этого в подобных системах имеют место адсорбционно-сольватационные взаимодействия, которые, по-видимому, вносят определенный вклад в величину МКЭ.

Нами был исследован МКЭ образцов магнитной жидкости, магнитной фазой которой является магнетит (объемное содержание магнитной фазы $\varphi = 7.4\%$).

Измерение МКЭ проводили на автоматизированной микрокалориметрической установке [2]. Измерительная микрокалориметрическая ячейка с изотермической оболочкой, помещалась в межполюсной зазор электромагнита (60 мм) и позволяла измерять величину магнетокалорического эффекта в магнитных полях от 0 до 0.7 Тл и температурах 15-80⁰С.

Синтез высокодисперсного магнетита проводили по методике [3] соосаждением солей 2-х и 3-х валентного железа избытком аммиака. Полученную суспензию магнетита многократно промывали дистиллированной водой до рН=7. Окончательно степень отмывки от сульфат- и хлорид- ионов проверяли по проводимости промывных вод и доводили до удельной электропроводности 1.77 мкСм·см⁻¹. Магнитную жидкость синтезировали по методике [4]. В качестве поверхностно-активного вещества использовали олеиновую кислоту, а жидкости – носителя (дисперсионной среды) трансформаторное масло.

Рентгенографическим методом [5] был определен средний размер наночастиц магнетита. В магнитной жидкости он составлял 10 нм. Следует отметить, что в ходе эксперимента ячейка, заправленная образцом магнитной жидкости, в течение 30 дней, подвергалась многократному включению и выключению магнитного поля, а также многократному нагреву до заданной температуры и последующему охлаждению. Физические свойства магнитной жидкости после воздействия магнитного поля и температуры не изменялись, что подтверждали дериватограммы и ИК-спектры образцов. Результаты измерения МКЭ образца магнитной жидкости представлены на рис. 1 и 2.

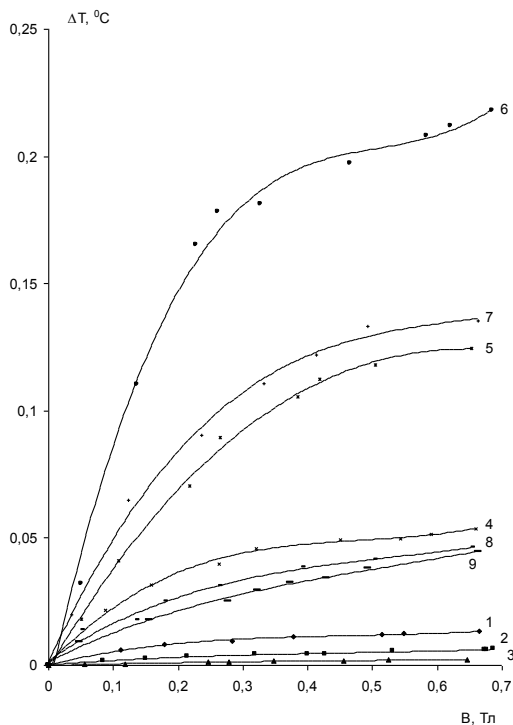


Рис. 1. Зависимость МКЭ в процессе намагничивания образца магнитной жидкости (7.4% магнитной фазы) от величины индукции магнитного поля при температурах: 1 – 15⁰С; 2 – 25⁰С; 3 – 45⁰С; 4 – 60⁰С; 5 – 63⁰С; 6 – 65⁰С; 7 – 67⁰С; 8 – 70⁰С; 9 – 75⁰С

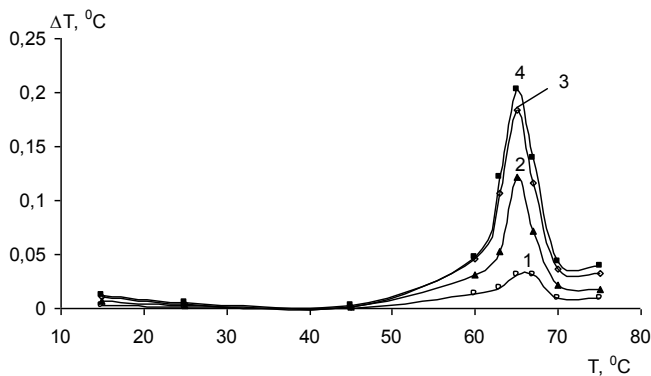


Рис. 2. Зависимость МКЭ в процессе намагничивания образца магнитной жидкости (7.4% магнитной фазы) от температуры в полях: 1 – 0.05 Тл; 2 – 0.15 Тл; 3 – 0.375 Тл; 4 – 0.55 Тл

МКЭ магнитной жидкости от величины индукции магнитного поля (рис. 1) при всех температурах и в полях от 0 до 0.7 Тл по абсолютной величине нелинейно возрастает с ростом индукции магнитного поля. До 55⁰С значения МКЭ уменьшаются, выше 55⁰С значения для МКЭ магнитной жидкости возрастают на два порядка (рис. 1).

На рис. 2 представлены зависимости МКЭ магнитной жидкости от температуры при различных индукциях магнитного поля. Как видно из рисунка, в интервале температур 15÷50⁰С величины МКЭ незначительно уменьшается. Выше 50⁰С (рис. 2) наблюдается резкое возрастание величин МКЭ, которые достигают максимума при температуре 65⁰С во всех магнитных полях, причем высота максимума увеличивается с возрастанием магнитного поля. Наличие максимума в данном интервале температур для систем с наночастицами магнетита обнаружено впервые и, по-видимому, связано с магнитным фазовым переходом второго рода «порядок-порядок», как показано в [6].

Работа поддержана грантом РФФИ (03-03-32996) и программой Президиума РАН «Фундаментальные проблемы физики и химии наноразмерных систем и наноматериалов» (0002-251/П-08/128-134/030603-455).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Блум Э.Я., Майоров М.М., Цеберс А.О. Магнитные жидкости. – Рига: Зинатне, 1989. – 386 с.
2. Королев В.В., Романов А.С., Арефьев И.М. // Журнал физической химии. – 2006. – Т. 80. – № 2. – С. 380.
3. Королев В.В., Завадский А.Е., Яшкова В.И., Балмасова О.В., Железнов К.Н., Рамазанова А.Г. // Доклады АН. – 1998. – Т.361. – № 3. – С.362.
4. Шмелева Л.А, Савина Л.Н., Дюповкин Н.И., Королев В.В. // Изв. вузов. Химия и хим. технология. – 1995. – Т. 38. – Вып. 6. – С. 71.
5. Завадский А.Е., Королев В.В., Яшкова В.И., Рамазанова А.Г., Кобенин В.А. // Изв. вузов. Химия и хим. технология. – 2000. – Т. 43. – Вып. 5. – С. 124.
6. Белов К.П. // Успехи физических наук. – 1994. – Т. 164. – № 6. – С. 603.

ПРОЦЕССЫ ТЕПЛО- И МАССОПЕРЕНОСА ПРИ КИПЕНИИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

Симоновский А.Я., Кобозев М.А.

Институт Механики МГУ им. М.В.Ломоносова
г. Москва, Мичуринский проспект, 1,
ilpan@imec.msu.ru, mikeyk@yandex.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, заведующий кафедрой математического анализа Ставропольского государственного университета и старший научный сотрудник НИИ Механики МГУ.



Кобозев Михаил Анатольевич окончил Ставропольский аграрный университет в 2004 г. и поступил в аспирантуру на кафедру «Технологии и сопротивления материалов» факультета механизации с.х. СтГАУ. В настоящее время является аспирантом 2 года обучения. Опубликовал 27 работ.

Изучается влияние постоянного однородного магнитного поля на частоту образования пузырьков пара при кипении магнитной жидкости на одиночном центре парообразования.

Магнитная жидкость является непрозрачной средой и поэтому традиционные оптические методы для наблюдения за образованием пузырьков пара в магнитной жидкости неприменимы. В настоящей работе частота образования пузырьков пара в магнитной жидкости регистрировалась с помощью системы индукционных катушек при включенном внешнем магнитном поле.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Магнитная жидкость заполняла немагнитный цилиндрический контейнер 1, в нижнем торце которого устанавливалась фторопластовая пробка 2, через осевое отверстие которой пропускался цилиндрический стержень диамет-

ром 1,5 мм, выполненный из немагнитного металла. На верхнем торце этого стержня происходило образование пузырьков пара.

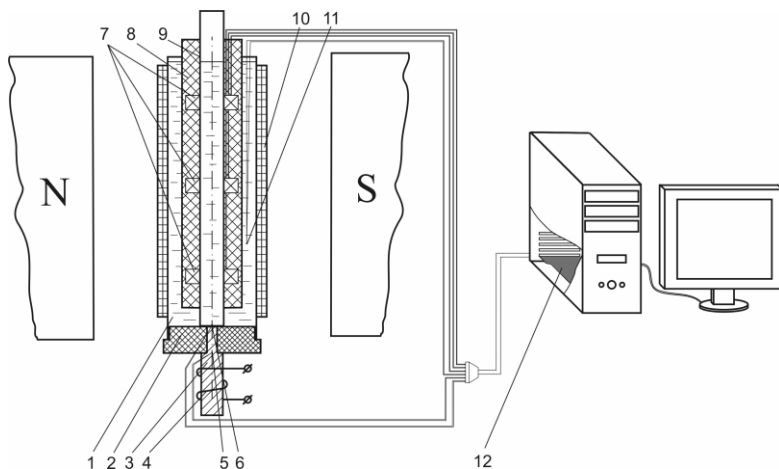


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

- 1 – немагнитный цилиндрический контейнер, заполненный магнитной жидкостью; 2 – фторопластовая пробка; 3 – медный стержень; 4, 10 – нагреватели; 5, 6, 11 – термопары; 7 – измерительные катушки; 8 – внешняя стеклянная трубка; 9 – внутренняя стеклянная трубка; 12 – плата АЦП

Тепло к стержню подводилось с помощью нагревателя 4. На теплоотдающем торце стержня и на расстоянии 7 мм от него устанавливались спаи термопар 5, 6. Для регистрации пузырьков пара у поверхности теплоотдающего стержня устанавливалась система, состоящая из индукционных катушек 7. Система измерительных катушек располагалась в объеме стеклянных трубок 8, 9. Свободное пространство между стеклянными трубками заполнялось герметиком. На поверхности немагнитного цилиндрического контейнера устанавливался охранный нагреватель 10. Показания индукционных датчиков и термопар в процессе кипения жидкости с помощью аналого-цифрового преобразователя (АЦП) 12 подавались на экран монитора компьютера, работающего в режиме осциллографа. Возникновение сигналов в индукционных катушках было связано с прохождением немагнитных пузырьков пара, находящихся в объеме намагничивающейся жидкости в осевом пространстве катушек при включенном внешнем магнитном поле.

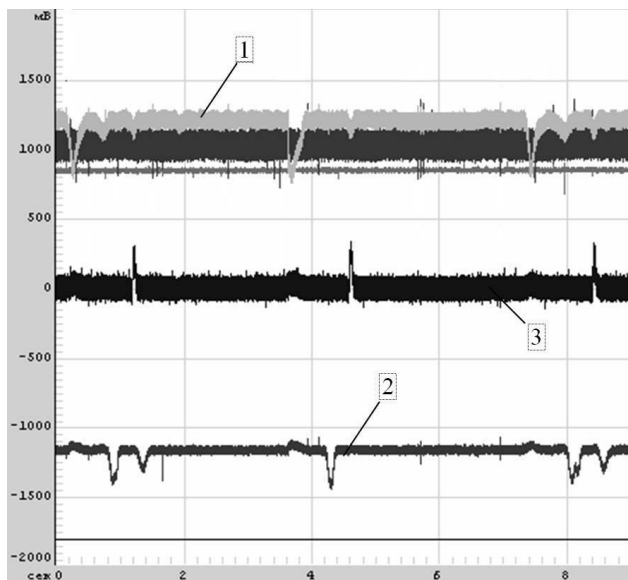


Рис. 2. Характерные осциллограммы показаний индукционных катушек и термопар. Кривые 1, 2 и 3 соответствуют показаниям нижней, средней и верхней индукционных катушек

На рис. 2 представлена характерная осциллограмма, полученная в результате проведенных экспериментов. Кривые 1, 2 и 3 соответствуют показаниям индукционных датчиков. Всплески на кривых 1, 2 и 3 связаны с прохождением через осевое пространство индукционных катушек паровых пузырьков. Измерения проводились в интервале температур жидкости от 80 °С до 130 °С. В экспериментах была использована магнитная жидкость на основе керосина с коллоидными частицами магнетита с плотностью $\rho = 1,447 \text{ г/см}^3$, намагниченностью насыщения $M_s = 50,9 \text{ кА/м}$. Эта жидкость считалась концентрированной (жидкость № 1). Из нее путем двукратного и четырехкратного разбавления керосином получили два других состава жидкостей (жидкости № 2 и № 3 соответственно). Частота отрыва пузырьков пара рассчитывалась как отношение числа всплесков к интервалу времени кипения порядка 16 секунд. Результаты подсчета частоты образования пузырьков пара приведены на рис. 3-5.

Как видно из рис. 3 однородное магнитное поле слабо влияет на частоту отрыва пузырьков пара при температурах кипящей жидкости № 1 ~ 100°С. С увеличением интенсивности приложенного магнитного поля в

интервале температур жидкости от 100 °С до 113 °С происходит более, чем двукратное увеличение частоты отрыва пузырьков пара. Это влияние оказывается немонотонным. Увеличение частоты образования пузырьков пара происходит в интервале полей от 0 до 0,1 Т. В полях с интенсивностью более 0,15 Т частота образования пузырьков пара уменьшается. Кривая 5 на рис. 3 показывает, что поле свыше 0,175 Т подавляет процесс кипения. Пузырьки начинают возникать при температурах жидкости выше 110 °С.

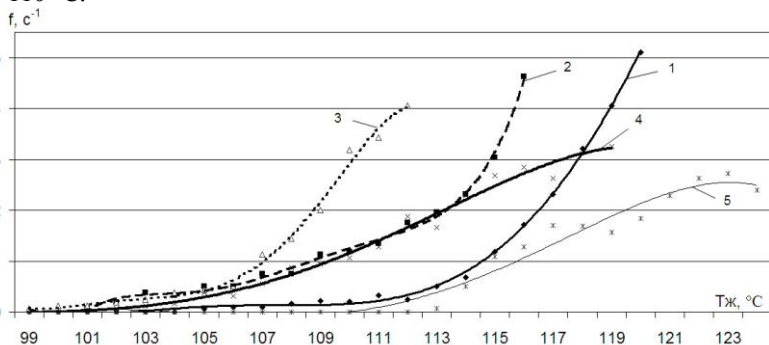


Рис. 3. Экспериментально найденные зависимости частоты образования пузырьков пара f , при кипении магнитной жидкости № 1 в однородном внешнем магнитном поле интенсивностью: 0,037; 0,098; 0,125; 0,150; 0,175 Тесла для кривых 1,2,3,4 и 5 соответственно. Здесь $T_{ж}$ – температура магнитной жидкости

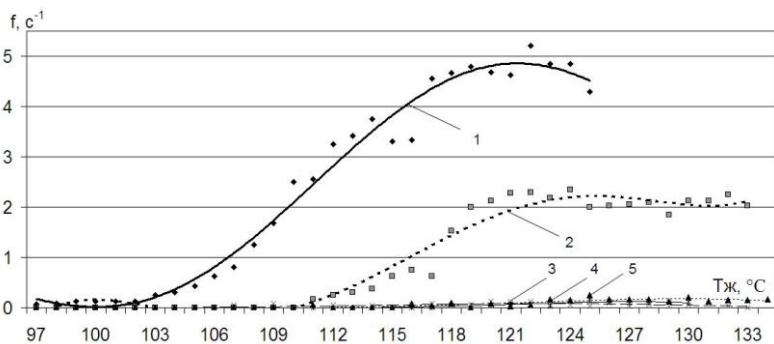


Рис. 4. Экспериментально найденные зависимости частоты образования пузырьков пара f , при кипении магнитной жидкости № 2 в однородном внешнем магнитном поле интенсивностью: 0,037; 0,098; 0,125; 0,150; 0,175 Тесла для кривых 1,2,3,4 и 5 соответственно

Из рис. 4 видно, что магнитное поле с индукцией 0,037 Т приводит к пятикратному увеличению частоты образования пузырьков пара

в магнитной жидкости № 2 при температурах ядра жидкости в пределах температур от 97°C до 125°C. Магнитное поле с индукцией 0,098 Т приводит к более чем двукратному увеличению частоты отрыва пузырьков пара при кипении магнитной жидкости № 2 в интервале температур жидкости от 97°C до 133°C. Дальнейшее увеличение магнитного поля существенно не влияет на частоту образования пузырьков пара при кипении магнитной жидкости № 2 во всем изученном интервале температур ядра жидкости.

Как видно из рис. 5 магнитное поле с индукцией 0,037 Т существенно изменяет частоту отрыва пузырьков пара в интервале температур ядра жидкости от 110°C до 134°C. С увеличением индукции магнитного поля область влияния магнитного поля на частоту образования пузырьков пара в магнитной жидкости № 3 смещается с сторону более высоких температур ядра жидкости (от 122°C до 134°C).

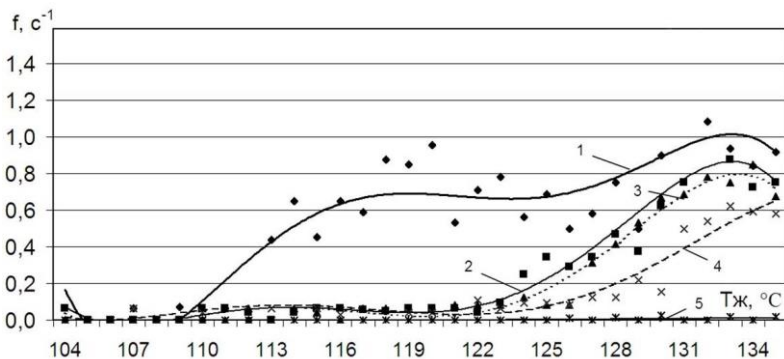


Рис. 5. Экспериментально найденные зависимости частоты образования пузырьков пара f , при кипении магнитной жидкости № 3 в однородном внешнем магнитном поле интенсивностью: 0,037; 0,098; 0,125; 0,150; 0,175 Тесла для кривых 1,2,3,4 и 5 соответственно

Таким образом, эксперименты показали, что однородное магнитное поле существенно влияет на процессы образования и отрыва пузырьков пара при кипении магнитной жидкости.

Выражаем благодарность РФФИ (Грант № 05-01-00839) за поддержку работы.

ЯВЛЕНИЕ ОТРЫВА КАПЛИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ ОТ ПЛОСКОЙ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ 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, 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 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 и старший научный сотрудник НИИ Механики МГУ.



Ярцева Елена Павловна окончила Ставропольский государственный университет в 2003 году и поступила в аспирантуру кафедры математического анализа. В настоящее время является аспирантом третьего года обучения. Имеет 9 опубликованных научных работ.

Несмотря на более чем сорокалетнюю историю изучения магнитных жидкостей такой важный процесс, как кипение магнитных жидкостей, остается и по сей день практически не изученным. И это притом, что уже в технологии производства магнитных жидкостей кипение играет важную роль. Процесс кипения при изготовлении магнитных жидкостей применяют для пептизации коллоида. К настоящему времени известны немногочисленные экспериментальные данные о влиянии неоднородного магнитного поля на частоту образования пузырьков пара при кипении магнитной жидкости на одиночном центре парообразования [1]. Частично выяснен механизм этого влияния – возникновение в неоднородном магнитном поле дополнительной выталкивающей силы, действующей на немагнитный пузырек пара, что в определенных пределах и способствует увеличению частоты отрыва

пузырьков. О механизме влияния однородного постоянного и переменного магнитного поля на кипение магнитной жидкости в литературе никаких мнений не высказывалось.

Целью настоящей работы является экспериментальное моделирование процесса роста парового пузырька при кипении магнитной жидкости в однородном переменном магнитном поле. Необходимость экспериментального моделирования вызвана тем, что магнитные жидкости – непрозрачные среды и традиционные оптические наблюдения за растущими в магнитной жидкости паровыми пузырьками неприменимы. В наших экспериментах моделирование осуществлялось на основе широко применяемой для измерения поверхностного натяжения жидкостей аналогии между поведением пузырька газа в жидкости и капли жидкости, взвешенной в газе [2]. Проводилось измерение отрывного диаметра капли магнитной жидкости, взвешенной в воздухе на горизонтальной немагнитной поверхности в однородном переменном магнитном поле. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Накопительная камера немагнитного цилиндрического контейнера 1 заполнялась с помощью шприца 2 магнитной жидкостью. Через канал 3 капиллярного размера магнитная жидкость под воздействием силы тяжести свободно вытекала на нижнюю торцевую поверхность контейнера. На нижнем плоском торце немагнитного контейнера формировалась взвешенная капля магнитной жидкости 4. При достижении взвешенной каплей определенного объема она отрывалась и попадала в накопительную кювету. Объем жидкости в накопительной кювете взвешивался на аналитических весах. По известному числу капель в накопительной кювете и известной плотности жидкости определялся средний объем отрывающейся капли. Измерение объема отрывающейся капли проводилось как без включения магнитного поля, так и при включенном магнитном поле. Однородное переменное магнитное поле с частотой 50 Гц создавалось катушками Гельмгольца 6. Использовалась магнитная жидкость № 1 на основе керосина с плотностью $1,447 \text{ г/см}^3$. Эта жидкость считалась концентрированной. Концентрированная жидкость подвергалась разбавлению керосином в два и в четыре раза. В результате было получено еще два состава жидкости с плотностью $1,030 \text{ г/см}^3$ и $0,900 \text{ г/см}^3$ для жидкостей № 2 и № 3 соответственно.

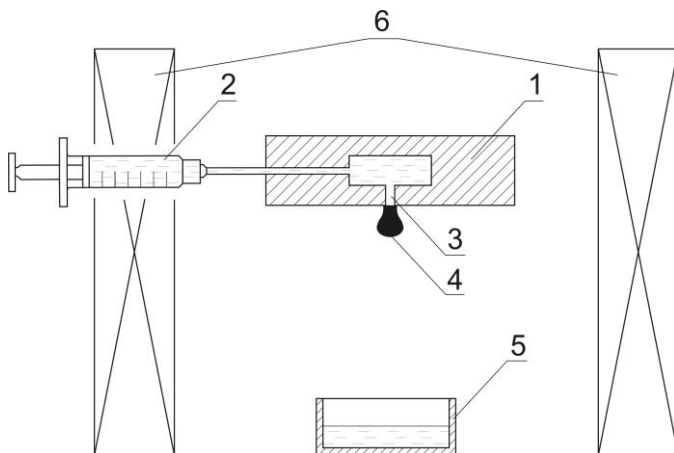


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – немагнитный контейнер с накопительной емкостью; 2 – шприц; 3 – капиллярное отверстие; 4 – капля магнитной жидкости; 5 – накопительная емкость; 6 – катушки Гельмгольца

На рис. 2 представлены графики зависимости объема отрывающейся капли магнитной жидкости от величины приложенного горизонтального переменного однородного магнитного поля. Кривые 1, 2 и 3 соответствуют изменению объема капли магнитной жидкости от величины приложенного магнитного поля для жидкостей № 1, № 2 и № 3 соответственно. Из рисунка видно, что с увеличением интенсивности приложенного магнитного поля объем отрывающейся капли магнитной жидкости № 1 возрастает в 3 раз. Объем отрывающейся капли магнитной жидкости № 2 увеличивается в полтора раза. Немонотонно меняется и объем отрывающейся капли магнитной жидкости № 3 с увеличением интенсивности горизонтального переменного однородного магнитного поля.

Найденное в экспериментах изменение объема отрывающейся капли магнитной жидкости в горизонтальном переменном однородном магнитном поле объясняется следующим. Отрыв капли магнитной жидкости происходит в момент нарушения равенства капиллярных сил, удерживающих каплю на плоской поверхности подвеса и силы тяжести, стремящейся оторвать каплю от поверхности. В традиционно проводимых экспериментах по изучению поверхностного натяжения методом взвешенной капли она располагается на торце капилляра и величина капиллярных сил, удерживающих каплю на поверхности, не зависит от величины приложенного магнитного поля, так как при этом не изменяется смоченный жидкостью периметр поверхности отрыва. В наших экспериментах поверхность, смачиваемая жидкостью, была неограниченна.

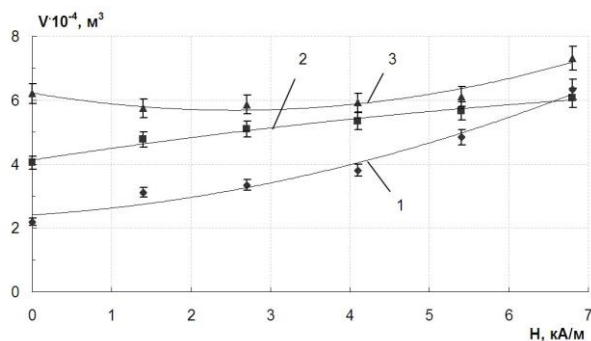


Рис. 2. Зависимость объема V отрывающейся капли магнитной жидкости от величины приложенного переменного горизонтального однородного магнитного поля. Кривые 1, 2, 3 соответствуют каплям магнитных жидкостей № 1, № 2 и № 3

Это обстоятельство и приводило к наблюдаемым в экспериментах изменениям объема отрывающейся капли в результате приложения горизонтального переменного однородного магнитного поля. В горизонтальном переменном однородном магнитном поле на каплю магнитной жидкости не действуют силы имеющие составляющую вертикального направления. Однако, горизонтальное переменное однородное магнитное поле приводит к существенной деформации капли в направлении поля. Осесимметричная капля приобретает вытянутый вдоль направления приложенного магнитного поля вид. И, что самое главное, вдоль направления приложенного магнитного поля вытягивается и основание капли. Увеличивается периметр смачивания ножкой капли горизонтальной, плоской поверхности подвеса. За счет этого увеличивается величина капиллярных сил, удерживающих каплю магнитной жидкости на поверхности подвеса. На рис. 3 приведены изображения основания капли магнитной жидкости на поверхности подвеса. Рисунок показывает, что основание ножки капли удлиняется в направлении приложенного магнитного поля с увеличением его напряженности, при этом увеличивается и периметр смачивания ножкой капли поверхности подвеса.

Для определения величины капиллярных сил, удерживающих каплю магнитной жидкости на поверхности, в эксперименте измерялся периметр ножки капли в месте контакта ножки с поверхностью подвеса. Величина капиллярной силы находилась из выражения $F = \sigma \cdot l$, где σ — поверхностное натяжение жидкости, составлявшее в наших экспериментах $0,028 \text{ Н/м}$, l — периметр ножки капли в месте контакта ее с поверхностью. График зависимости величины капиллярной силы F , удержива-

ющей каплю на поверхности, от интенсивности приложенного горизонтального переменного магнитного поля приведена на рис. 4.

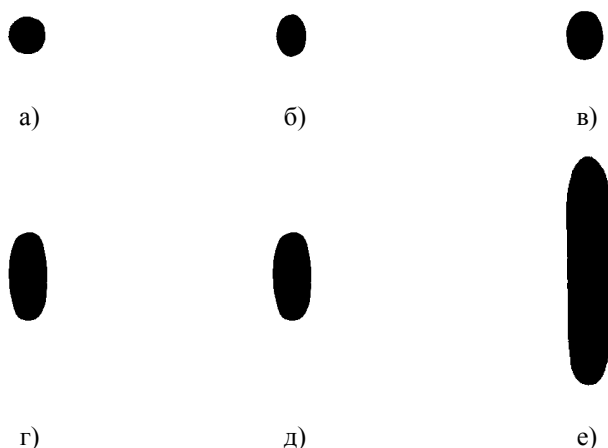


Рис. 3. Изображения торца ножки, взвешенной на немагнитной поверхности капли магнитной жидкости. Рис. а), б), в), г), д), е) соответствуют форме торца ножки капли магнитной жидкости в магнитных полях 0; 1,4; 2,7; 4,1; 5,4; 6,8; 8,2; 9,5; 10,9; 12,3; 13,6 кА/м соответственно

График зависимости силы F подтверждает предположение о том, что увеличение объема отрывающейся капли магнитной жидкости в приложенном переменном магнитном поле в основном обусловлено увеличением капиллярной силы F , удерживающей каплю на поверхности подвеса.

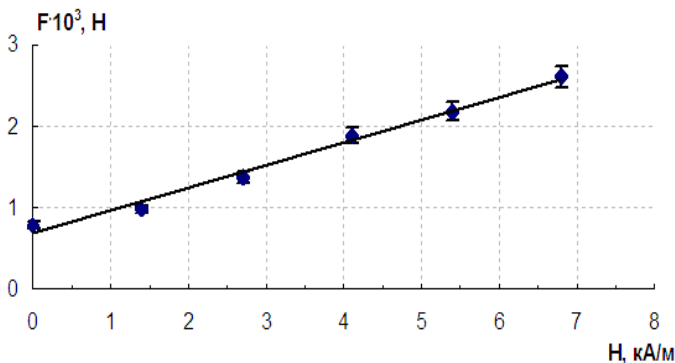


Рис. 4. Зависимость капиллярной силы F , удерживающей каплю магнитной жидкости на горизонтальной немагнитной поверхности от интенсивности приложенного переменного горизонтального однородного магнитного поля H для жидкости № 1

На рис. 5 приведена зависимость эффективного диаметра отрывающихся капель от величины приложенного магнитного поля. Под эффективным диаметром каплей подразумевается диаметр капли, вычисленный по значению ее отрывного объема в предположении, что капля имела сферическую форму. На самом деле, капля вытягивалась в направлении приложенного магнитного поля и имела сложную конфигурацию.

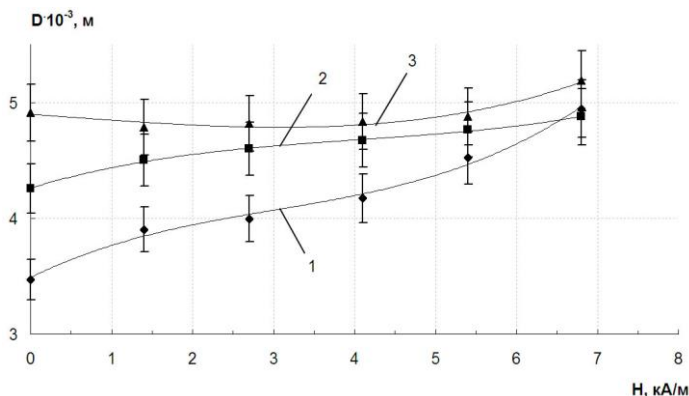


Рис. 5. Зависимость эффективного диаметра отрывающейся капли магнитной жидкости от величины приложенного магнитного поля. Кривые 1, 2, 3 соответствуют изменениям диаметра каплей магнитных жидкостей № 1, № 2 и № 3

На основании результатов этих экспериментов можно сделать предположение, что и пузырек пара в кипящей магнитной жидкости может увеличиваться в объеме при отрыве в результате приложенного переменного горизонтального однородного магнитного поля.

Выражаем благодарность РФФИ (Грант № 05-01-00839) за поддержку работы.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Гогосов В.В., Симоновский А.Я. Экспериментальная установка, методика и результаты измерения частоты образования пузырьков пара при кипении магнитных жидкостей // Магнитная гидродинамика. – 1993. – №2. – С. 62-68.
2. Адамсон А. Физическая химия поверхностей. – М.: Мир, 1979. – 568 с.

НАГРЕВ ДВУХФАЗНОЙ НЕРАВНОВЕСНО НАМАГНИЧИВАЮЩЕЙСЯ СРЕДЫ 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

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



Полянский Виталий Александрович окончил Московский государственный университет в 1960 году. С 1960 по 1963 годы аспирант МГУ им. М.В.Ломоносова. Работает в Институте механики МГУ с 1963 года. В 1965 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, в 1981 году – на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. В 1991 году ему присвоено звание профессора. Имеет более 100 публикаций в отечественных и зарубежных научных журналах. В настоящее время является заведующим лабораторией физико-химической гидродинамики Института механики МГУ.



Тятюшкин Александр Николаевич окончил Мордовский государственный университет в 1983 году. С 1985 по 1988 годы аспирант МГУ им. М.В.Ломоносова. Работает в Институте механики МГУ с 1989 года. В 1992 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по теме: «Некоторые задачи феррогидродинамики». Имеет 45 научных публикаций, в том числе 10 статей, 7 статей в иностранных журналах. В настоящее время является научным сотрудником Института механики МГУ. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами Международного научного фонда (International Science Foundation) и РФФИ.

Введение

Изучение процессов нагревания неравновесно намагничивающейся среды (например, магнитной жидкости) в переменном магнитном поле представляет интерес как для приложения к расчетам теплового режима работы различных устройств, в которых эти среды применяются, так и как отдельное физическое явление, которое может быть использовано для различных целей [1]. Интерес к исследованию процессов

нагревания неравновесно намагничивающихся сред в переменном магнитном поле обусловлен в частности возможностью использования магнитной гипертермии в качестве метода лечения раковых заболеваний. 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 работе [1] исследован процесс нагревания за счет неравновесного намагничивания, рассмотрены как броуновский, так и неелевский механизмы неравновесного намагничивания, исследовано влияние полидисперсности на величину времени релаксации, которая определяет плотность мощности тепловыделения. В работе авторов [3] выведены формулы для плотности мощности источников тепла в уравнении теплопроводности, действующих как за счет неравновесного намагничивания, так и за счет токов Фуко. В работе [2] теоретически и экспериментально исследовано изменение распределения температуры со временем при включении магнитного поля. В работе авторов [4] теоретически исследовано влияние на распределение температуры изменения плотности мощности источника тепла, действующего за счет неравновесного намагничивания, вследствие того, что магнитное поле является переменным.

Нагрев слабопроводящей неравновесно намагничивающейся среды в переменном магнитном поле за счет неравновесного намагничивания сопровождается нагревом за счет токов Фуко. В зависимости от частоты поля и электропроводности среды один из этих процессов нагрева может преобладать над другим, или они могут быть одного порядка. В настоящей работе теоретически исследуется нагрев неравновесно намагничивающейся слабопроводящей среды в переменном магнитном поле с учетом влияния токов Фуко на процесс нагревания.

В большинстве случаев нагреваемая в переменном магнитном поле среда является многофазной. В настоящей работе изучаются особенности нагрева двухфазной среды, которые не имеют место при нагреве однофазной среды.

Цель данной работы – найти распределение температуры при нагреве однофазной среды в переменном магнитном поле за счет неравновесного намагничивания и токов Фуко и изучить влияние двухфазности среды на процесс нагревания. Для достижения второй цели необходимо определить электропроводность, магнитную проницаемость и время релаксации намагниченности двухфазной среды, для чего нужно найти магнитное и электрическое поля, искаженные присутствием одиночной частицы дисперсной фазы.

Нагрев однофазной среды

Рассмотрим неравновесно намагничивающуюся слабопроводящую среду, которая заполняет все пространство внутри бесконечно длинного соленоида с радиусом a и числом витков на единицу длины n . По обмотке соленоида течет переменный ток с амплитудой I и циклической частотой ω . Магнитную восприимчивость χ , диэлектрическую проницаемость ε и электропроводность λ среды будем считать постоянными. Направим ось z по оси соленоида, а оси x и y – перпендикулярно к ней.

Будем полагать, что электропроводность нагреваемой среды и частота колебаний напряженности магнитного поля являются достаточно малыми, так что выполняется условие

$$\frac{H}{a} \gg \max\left(\frac{4\pi}{c} \lambda E, \frac{\varepsilon \omega}{c} E\right), \quad (1)$$

и нагревом среды за счет неравновесной электрической поляризации можно пренебречь.

Система уравнений. Система уравнений, описывающее нагрев однофазной намагничивающейся среды, включает в себя уравнения Максвелла

$$\nabla \times \vec{H} = 0, \quad \nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad \nabla \cdot \vec{D} = 0, \quad \nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (2)$$

уравнения, описывающие процессы поляризации, электрической проводимости и намагничивания для данного вещества,

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E}, \quad \vec{j} = \lambda \vec{E}, \quad \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\frac{1}{\tau} (\vec{M} - \chi \vec{H}) \quad (3)$$

и уравнение теплопроводности

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \Delta T + \vec{j} \cdot \vec{E} + \left(\vec{H} - \frac{\vec{M}}{\chi} \right) \cdot \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}, \quad (4)$$

где ρ – плотность, c_p – теплоемкость при постоянном давлении, κ – теплопроводность, T – температура, \vec{H} – напряженность магнитного поля, \vec{M} – намагниченность, $\vec{B} = \vec{H} + 4\pi \vec{M}$ – индукция магнитного поля, \vec{j} – плотность электрического тока, \vec{E} – напряженность электрического поля, \vec{D} – индукция электрического поля, τ – время релаксации намагниченности, c – скорость света, t – время, ∇ обозначает оператор Гамильтона, Δ – оператор Лапласа, \cdot и \times – скалярное и векторное произведения.

Граничные условия. Граничные условия включают в себя условия на границе намагничивающейся среды (обмотке соленоида)

$$H_z = \frac{4\pi}{c} In \cos(\omega t), \quad E_x \cos \varphi + E_y \sin \varphi = 0, \quad T = T_e, \quad (5)$$

где T_e – некоторая заданная постоянная температура. К условиям (5) необходимо добавить условия ограниченности температуры и модулей напряженностей.

Магнитное и электрическое поля. Решение системы уравнений (2) с учетом (3) и граничных условий (5) имеет вид

$$H_x = H_y = 0, \quad H_z = \frac{4\pi}{c} In \cos(\omega t), \quad (6)$$

$$M_x = M_y = 0, \quad M_z = \chi \frac{4\pi}{c} In \frac{\cos(\omega t) + \tau \omega \sin(\omega t)}{1 + \tau^2 \omega^2}, \quad (7)$$

$$E_x = -\frac{1}{2c} \frac{4\pi}{c} In y \omega \frac{(1 + \tau^2 \omega^2 + 4\pi\chi) \sin(\omega t) - 4\pi\chi\tau \omega \cos(\omega t)}{1 + \tau^2 \omega^2}, \quad (8)$$

$$E_y = \frac{1}{2c} \frac{4\pi}{c} In x \omega \frac{(1 + \tau^2 \omega^2 + 4\pi\chi) \sin(\omega t) - 4\pi\chi\tau \omega \cos(\omega t)}{1 + \tau^2 \omega^2}, \quad (9)$$

$$E_z = 0. \quad (10)$$

Распределение температуры. Используя (6)–(10) для вычисления источников тепла в уравнении теплопроводности (4) и решая полученное уравнение, находим

$$T = T_e + T_\chi + T_\lambda + \text{Re}T_{\chi\omega} + \text{Re}T_{\lambda\omega}, \quad (11)$$

$$T_\chi = \frac{\chi}{2\kappa} \left(\frac{4\pi}{c} In \right)^2 \frac{\tau \omega^2}{1 + \tau^2 \omega^2} \frac{a^2 - x^2 - y^2}{4}, \quad (12)$$

$$T_\lambda = \frac{\lambda}{2\kappa} \left(\frac{4\pi}{c} In \right)^2 \frac{(1 + \tau^2 \omega^2 + 4\pi\chi)^2 + (4\pi\chi\tau \omega)^2}{(1 + \tau^2 \omega^2)^2} \frac{a^4 - (x^2 - y^2)^2}{16}, \quad (13)$$

$$T_{\chi\omega} = \frac{\chi}{2\kappa} \left(\frac{4\pi}{c} In \right)^2 \left(\frac{\kappa}{\rho c_p} \right)^2 \frac{\tau}{(1 + i\tau\omega)^2} \left[\frac{J_0 \left(i \sqrt{i\omega \frac{\rho c_p}{\kappa}} (x^2 + y^2) \right)}{J_0 \left(i \sqrt{i\omega \frac{\rho c_p}{\kappa}} a^2 \right)} - 1 \right], \quad (14)$$

$$T_{\omega} = \frac{\lambda}{2\kappa} \left(\frac{4\pi}{c} \text{In} \right)^2 \left(\frac{\kappa}{\rho c_p} \right)^2 \left(1 - \frac{4\pi\chi}{1-i\tau\omega} \right)^2 \times$$

$$\times \left[\frac{i\omega \frac{\rho c_p}{\kappa} (x^2 + y^2) + 4 - \left(i\omega \frac{\rho c_p}{\kappa} a^2 + 4 \right) \frac{J_0 \left(i\sqrt{i\omega \frac{\rho c_p}{\kappa}} (x^2 + y^2) \right)}{J_0 \left(i\sqrt{i\omega \frac{\rho c_p}{\kappa}} a^2 \right)}}{J_0 \left(i\sqrt{i\omega \frac{\rho c_p}{\kappa}} a^2 \right)} \right], \quad (15)$$

где i – мнимая единица, J_0 – функция Бесселя порядка 0.

Двухфазная слабопроводящая неравновесно намагничивающаяся среда

Рассмотрим двухфазную слабопроводящую неравновесно намагничивающуюся среду, дисперсная фаза которой представляет собой сферические частицы и имеет достаточно малую объемную концентрацию ϕ . Пусть χ_i , τ_i , λ_i и ε_i – магнитная восприимчивость, время релаксации намагниченности, электропроводность и диэлектрическая проницаемость дисперсной фазы, а χ_e , τ_e , λ_e и ε_e – дисперсионной.

Электрические и магнитные свойства двухфазной среды. Решая задачу об искажении однородного гармонически колеблющегося с циклической частотой ω магнитного поля и порожденного им вихревого электрического поля в однофазной неравновесно намагничивающейся слабопроводящей среде с параметрами χ_e , τ_e , λ_e и ε_e неравновесно намагничивающейся слабопроводящей сферической частицей с параметрами χ_i , τ_i , λ_i и ε_i и применяя метод, описанный в [5] (§ 9) для вычисления параметров двухфазной среды с малой объемной концентрацией дисперсной фазы, получим

$$\langle \vec{B} \rangle = \text{Re} \left(\tilde{\mu} \langle \vec{H} \rangle \right), \quad \langle \vec{j} \rangle = \text{Re} \left(\tilde{\lambda} \langle \vec{E} \rangle \right), \quad (16)$$

$$\tilde{\mu} = \tilde{\mu}_e + \frac{3\tilde{\mu}_e(\tilde{\mu}_i - \tilde{\mu}_e)}{2\tilde{\mu}_e + \tilde{\mu}_i} \phi, \quad \tilde{\mu}_e = 1 + \frac{4\pi\chi_e}{1+i\tau_e\omega}, \quad \tilde{\mu}_i = 1 + \frac{4\pi\chi_i}{1+i\tau_i\omega}, \quad (17)$$

$$\tilde{\lambda} = \tilde{\lambda}_e + \frac{3\tilde{\lambda}_e(\tilde{\lambda}_i - \tilde{\lambda}_e)}{2\tilde{\lambda}_e + \tilde{\lambda}_i} \phi, \quad \tilde{\lambda}_e = \lambda_e + i \frac{\varepsilon_e \omega}{4\pi}, \quad \tilde{\lambda}_i = \lambda_i + i \frac{\varepsilon_i \omega}{4\pi}. \quad (18)$$

Здесь $\langle A \rangle$ обозначает усреднение по объему величины A ,

$$\vec{H} = \vec{H}_\omega(\vec{r}) e^{i\omega t}, \quad \vec{E} = \vec{E}_\omega(\vec{r}) e^{i\omega t}, \quad (19)$$

где $\vec{H}_\omega(\vec{r})$ и $\vec{E}_\omega(\vec{r})$ – векторы с комплексными компонентами, характеризующие гармонические колебания магнитной и электрической

напряженностей с циклической частотой ω в точке с радиус-вектором \vec{r} , определенные так, что

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \text{Re} \left[\vec{H}_\omega(\vec{r}) e^{i\omega t} \right], \quad \vec{E}(\vec{r}, t) = \text{Re} \left[\vec{E}_\omega(\vec{r}) e^{i\omega t} \right]. \quad (20)$$

Из (18) следует, что у двухфазной среды имеет место дисперсия электропроводности, несмотря на то, что у обеих фаз в однофазном состоянии дисперсия электропроводности отсутствует. Отметим также, что

$$\left\langle \left(\vec{H} - \frac{\vec{M}}{\chi} \right) \cdot \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right\rangle \neq \left\langle \vec{H} - \frac{\vec{M}}{\chi} \right\rangle \cdot \left\langle \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right\rangle, \quad \langle \vec{j} \cdot \vec{E} \rangle \neq \langle \vec{j} \rangle \cdot \langle \vec{E} \rangle, \quad (21)$$

т.е. для того, чтобы найти распределение температуры в двухфазной среде, нагреваемой в переменном магнитном поле, как за счет неравновесного намагничивания, так и за счет токов Фуко, недостаточно знания комплексных магнитной проницаемости и электропроводности этой среды. Необходимо учитывать добавку к соответствующим источникам тепла, обусловленную двухфазностью среды.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 05-01-00839-а, 04-01-00078-а и 05-01-04001-ННИО-а).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. R.E. Rosensweig, J. Magn. Magn. Mat. 252 (2002) 370.
2. W. Andrä et al., J. Magn. Magn. Mat., 194 (1999), 197.
3. В.А.Полянский, А.Н.Тятюшкин. Нагрев магнитной жидкости в переменном магнитном поле. В сб.: 11-я международная плесская конференция по магнитным жидкостям. Сборник научных трудов. Плес, Россия. – 2004. – С. 208-213.
4. 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.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред – М.: Наука, 1982. – 620 с.

ДИНАМИКА МИКРОКАПЕЛЬНЫХ АГРЕГАТОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Шагрова Г.В., Дроздова В.И.

Северо-Кавказский государственный технический университет,
355029, г. Ставрополь, пр. Кулакова, 2, ist@stv.runnet.ru

Малые колебания капель идеальных жидкостей сферической формы хорошо изучены [1]. При исследовании проводящих [2,3], диэлектрических [4], заряженных [5] и намагничивающихся капель [6-10] определены условия, которые оказывают влияние на собственные колебания. Метод определения теплофизических свойств жидкости, основанный на применении уравнения Рэлея, реализован для расплавленных в левитационных печах жидкометаллических капель [3] и для взвешенных капель воды и ртути [11]. Возможность определения вязкости магнитной жидкости по характеристикам затухающих свободных колебаний взвешенных в немагнитной среде капель обоснована в [3], где для расчета динамической вязкости использованы измеренные значения коэффициента затухания.

Однако возможность бесконтактного определения вязкости и поверхностного натяжения (σ) жидкостей по параметрам свободных затухающих колебаний капель ограничена. Уменьшение размеров капель и увеличение вязкости жидкости как внутри (η), так и вне капель (η_1) приводит к увеличению коэффициента затухания. Критические параметры, определяющие характер возврата деформированных капель к равновесию, определены в [2], где показано, что свободные колебания возможны, если период колебаний при наличии вязкого трения, вычисленный по формуле:

$$T' = T[1 - 1,874(1 + 8\eta_1/3\eta)^2 L^2]^{-1/2}, \quad (1)$$

является действительным числом. $L = \eta / (\rho R)^{1/2}$ – параметр, характеризующий влияние вязкости на колебания, ρ – плотность капли, R – радиус, T – период колебаний капли идеальной жидкости.

Микрокапельные агрегаты за счет низких значений межфазного натяжения ($\sigma \leq 10^{-6}$ Н/м) и $R \leq 10$ мкм являются примером капель, для которых возможен только аperiodический возврат к сферической форме после выключения растягивающего поля, что ограничивает возможность бесконтактного определения их параметров.

При изучении физических свойств микрокапельных агрегатов используются обычно либо оптические методы, основанные на регистрации зависимости формы агрегатов от внешних воздействий, либо методы, основанные на сепарации фаз по плотности, когда агрегаты собирают в от-

дельный сосуд в сильном неоднородном магнитном поле, а затем отдельно исследуют осадок. При исследовании кинетики установления равновесных конфигураций после скачкообразного наложения магнитного поля в работе [12] получена зависимость характерного времени начальной стадии растяжения микрокапельных агрегатов от напряженности поля. Сопоставление этой зависимости с экспериментом впервые позволило сделать оценки вязкости микрокапельных агрегатов.

Колебания большой амплитуды, сопровождаемые различными нелинейными эффектами, менее изучены, чем малые колебания. Теоретические модели, адекватно описывающие нелинейные колебания большой амплитуды, для намагничивающихся жидкостей предложены в работе [13], а для обычных жидкостей – в [15]. Для колебаний большой амплитуды установлено непостоянство периода и его зависимость от амплитуды [4,15], обнаружены стационарные циркуляторные вторичные течения внутри капель [4], полученные для сравнительно крупных ($R=0,62$ см) капель в случае, когда вязкость не оказывала существенного влияния на частоту. Для намагничивающихся капель в магнитном поле при большой амплитуде колебаний установлена возможность разрыва капель [7]. Тем не менее, динамика капель при больших удлинениях и существенном влиянии вязкости исследована пока недостаточно, и мало изученным параметром является вязкость.

При исследовании осесимметричных вынужденных колебаний микрокапельных агрегатов с различными значениями σ ранее установлено, что малые колебания, возможные при $\sigma \leq 10^{-6}$ Н/м, близки к синусоидальным. Их частота равна удвоенной частоте внешнего магнитного поля [16].

При большой амплитуде вынужденных колебаний микрокапельные агрегаты приобретают свойства нелинейных динамических систем, для которых характерно появление высших гармоник и субгармоник, а также резкие изменения амплитуды колебаний при плавном увеличении внешней силы. Резкие изменения амплитуды происходят, когда напряженность внешнего поля достигает критического значения H_1 , соответствующего скачкообразному удлинению [16].

В данной работе исследована динамика изменения формы микрокапельных агрегатов в переменном магнитном поле $H = H_0 \exp(i\omega t)$ на примере колебаний большой амплитуды, а также и по характеру аperiodического процесса восстановления сферической формы микрокапельных агрегатов после скачкообразного выключения поля. Для измерений использованы оптические методы. Образцы микрокапельных агрегатов получены по методике [17]. Отличие значений σ в полу-

ченных образцах обусловлено различным содержанием ПАВ в составе магнитных жидкостей типа «магнетит в керосине».

Для образцов с различными значениями σ при вынужденных колебаниях большой амплитуды определено время пребывания микрокапельных агрегатов вытянутом состоянии $T_{уд}$ в течение периода изменения поля T . Отношение $T_{уд}/T$ зависит от величины внешнего магнитного поля, которое определяет амплитуду колебаний. Так же как и для обычных жидкостей [15] при увеличении амплитуды колебаний отношение $T_{уд}/T$ увеличивается и $T_{уд}/T \rightarrow 1$. На рис. 1 показано влияние частоты на отношение $T_{уд}/T$ при $\sigma = 3,7 \cdot 10^{-7}$ Н/м, $H_0 = 373$ А/м.

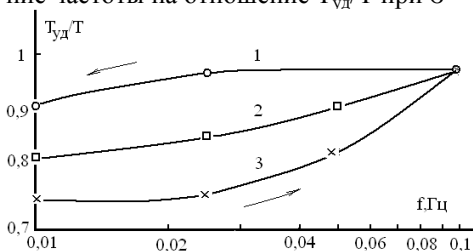


Рис. 1. Зависимость отношения $T_{уд}/T$ от частоты

Кривая 3 соответствует значениям $T_{уд}/T$, которые были получены в течение полупериода, когда поле возрастало, кривая 1 получена в течение полупериода, когда поле убывало. Кривая 2 соответствует значениям $T_{уд}/T$, которые получены в течение целого периода T . Особенностью нелинейных колебаний микрокапельных агрегатов является то, что в течение полупериода, когда поле уменьшается, микрокапельный агрегат больше времени пребывает в сильно удлиненном состоянии, чем в течение другого полупериода. Это отличие обусловлено гистерезисным характером зависимости удлинения агрегатов от поля. При увеличении частоты отношение $T_{уд}/T$ увеличивается и $T_{уд}/T \rightarrow 1$.

При $f \geq 1$ Гц возврата формы агрегатов к сферической уже не происходит, вынужденные колебания совершаются относительно вытянутой вдоль поля удлиненной формы.

Микрокапельные агрегаты, которые были получены и исследованы в магнитных жидкостях различного типа [12, 14, 17] отличаются составом, концентрацией твердой фазы в агрегатах и концентрацией агрегатов в жидкости, величиной σ , размерами. Характерное время деформации агрегатов в жидкостях различного типа может изменяться в широких пределах. Так как в магнитных жидкостях с микрокапельными агрегатами величина межфазного натяжения на границе агрегат – окружающая жидкость может изменяться на несколько порядков [17], то именно для таких образцов представляет интерес как реальный, так и вычислительный эксперимент по моделированию динамики деформации и по определению вязкости.

В данной работе для моделирования процесса восстановления сферической формы микрокапельных агрегатов после скачкообразного выключения поля использован энергетический метод, основанный на применении уравнения Эйлера-Лагранжа [12]:

$$\frac{\partial \dot{E}_\eta}{\partial \dot{\lambda}} = \frac{\partial E}{\partial \lambda}, \quad (2)$$

где \dot{E}_η – скорость вязкой диссипации, $\dot{\lambda}$ – производная по времени, E – полная энергия агрегата.

Так как возврат агрегата от сильно деформированной формы, для которой $\lambda \geq 10$, к сферической ($\lambda=0$) происходит в результате аperiodического процесса с нулевой начальной скоростью, то уравнение (2) записано без учета инерциальных членов.

Скорость вязкой диссипации связана с отношением полуосей агрегата выражением [12]:

$$\dot{E}_\eta = -\frac{1}{2} \eta R^3 \cdot f(\lambda) \dot{\lambda}^2, \quad (3)$$

где $f(\lambda)$ – положительная монотонная функция, характеризующая форму микрокапельного агрегата. По оценкам [12] для микрокапельных агрегатов в магнитной жидкости типа «магнетит в воде» $f(\lambda)$ принимает значение ~ 1 . Величина η в уравнении (3) представляет собой эффективную вязкость капли, которая при условии $\eta \gg \eta_1$ равна динамической вязкости жидкости внутри агрегатов.

Так как форма агрегата зависит от соотношения между магнитными и поверхностными силами, то его полную энергию E определяют как сумму поверхностной E_σ и магнитной E_m составляющих:

$$E = E_\sigma + E_m.$$

Поверхностная энергия $E_\sigma = \sigma \cdot S$ микрокапельного агрегата, форма которого соответствует эллипсоиду вращения, равна

$$E_\sigma = 2\pi\sigma R^2 / \sqrt[3]{\lambda^2} + (2\pi R^2 \lambda^{1/3} / \sqrt{1-\lambda^{-2}}) \cdot \arcsin \sqrt{1-\lambda^{-2}}.$$

Влияние магнитного поля определяет только начальную деформацию агрегата таким образом, с учетом $E_m \rightarrow 0$, $E = E_\sigma$, получим нелинейное дифференциальное уравнение:

$$\eta R^3 f(\lambda) \frac{d\lambda}{dt} + \sigma \left(\frac{-4\pi R^2}{3} \lambda^{-5/3} + \frac{2\pi R^2}{3} \lambda^{-2/3} (\sqrt{1-\lambda^{-2}})^{-1} \arcsin \sqrt{1-\lambda^{-2}} - \right. \\ \left. - 2\pi R^2 \lambda^{-8/3} \sqrt{(1-\lambda^{-2})^{-3}} \arcsin \sqrt{1-\lambda^{-2}} + 2\pi R^2 \lambda^{-5/3} \cdot (\sqrt{1-\lambda^{-2}})^{-1} \right) = 0 \quad (4)$$

Численное решение уравнения (4), выполненное с помощью пакета Mathcad, позволяет моделировать динамику поведения микрока-

пельного агрегата после выключения поля. При $t \rightarrow \infty$ величина $\lambda \rightarrow 1$, что соответствует возврату агрегата в положение равновесия. Начальное удлинение, которое зависит от величины внешнего магнитного поля, размеров, магнитной проницаемости и величины межфазного натяжения, при расчетах было задано как параметр $\lambda(0)$. Поскольку вязкость микрокапельного агрегата в эксперименте изначально неизвестна, то в серии расчетов подбиралось такое ее значение, при котором время, в течение которого восстанавливается сферическая форма агрегата, совпадало со временем, полученным в эксперименте.

Экспериментально полученные промежутки времени, необходимые для восстановления равновесия после сильного удлинения, для образцов с различными параметрами отличаются на два порядка и составляют от 1 до 100с. Для образцов со значениями межфазного натяжения $\sigma = 5,8 \cdot 10^{-7}$ Н/м (образец 1), и $9 \cdot 10^{-7}$ Н/м (2) и одинаковыми радиусами $R = 9 \cdot 10^{-6}$ м экспериментально получено время возврата к равновесию 60 с и 130 с соответственно. Начальное удлинение в опытах было одинаковым и составляло $\lambda(0) = 15$. Численное решение уравнения (4) для образцов 1 и 2 показано на рисунке 2 кривыми 1 и 2 соответственно. При вязкости 0,23 Па·с (образец 1) и $\eta = 0,75$ Па·с (2) расчеты согласуются с экспериментальными данными.

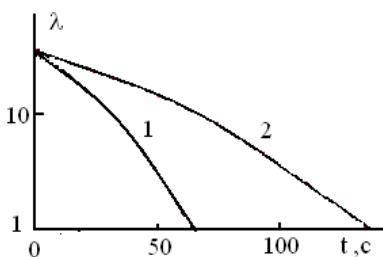


Рис. 2. Зависимость удлинения микрокапельных агрегатов от времени для образцов 1 и 2

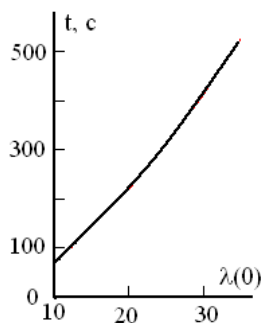


Рис. 3. Зависимость времени восстановления сферической формы от начального удлинения

Численные расчеты позволяют установить влияние каждого параметра на динамику восстановления сферической формы агрегата. Зависимость времени восстановления равновесия от размеров близка к линейной.

Экспериментальные результаты и численные расчеты, представленные на рис. 3, показывают, что время восстановления равно-

весной формы зависит от начального удлинения. Чем больше $\lambda(0)$, тем больше времени необходимо для восстановления сферической формы.

Оценки вязкости микрокапельных агрегатов по динамике восстановления равновесия были сделаны в работе [18] оптическим методом, в котором регистрировалась интенсивность анизотропно рассеянного света после скачкообразного выключения магнитного поля. Расчеты, выполненные в данной работе с помощью уравнения (3), хорошо согласуются с полученными в [18] значениями, если учесть, что характерное время деформации микрокапельных агрегатов соответствует приведенному в работе [14] значению $\tau_0 = 2R\eta/\sigma$.

Полученные значения динамической вязкости соответствуют образцам магнитной жидкости с высокими значениями концентрации твердой фазы.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Ламб Г. Гидродинамика. – М., Л.: ОГИЗ, 1947. – С. 928.
2. Замбран А.П. // Магнит. гидродинамика. – 1966. – №2. – С.91.
3. Paradis P.F., Ishikawa T., Yoda S. // International Journal of Thermophysics. – 2002. – V.23. – №3, – P.825-842.
4. Trinh E. // Journal of Fluid Mechanics. – 1982. – V.115. – P.453-473.
5. Hasse R.W. // Annals of Physics. – 1975. – V.93. – P.68-87.
6. Дроздова В.И., Скибин Ю.Н., Чеканов В.В. // Магнит. гидродинамика. – 1981. – №4. – С.17.
7. Архипенко В.И., Барков Ю.Д., Баштовой В.Г. // Магнит. гидродинамика. – 1980. – №3. – С.3.
8. Братухин Ю. К., Лебедев А.В. // ЖЭФТ. – 2002. – Т.121. Вып. 6. – С. 1298.
9. Суязов В.М. // Магнит. гидродинамика. – 1983. – №4. – С.27.
10. Субханкулов Г.И. // Магнит. гидродинамика. – 1984. – №4. – С.49.
11. Директор Л.Б., Майков И.Л. // Сб. тезисов международной конференции «Уравнения состояния вещества» (Эльбрус 2004).
12. Vaci J.C., Salin D. // J.Physique-LETTRES. – 1983. – V.44. – P.L-415.
13. Кузубов А.О. Численное исследование процессов тепло- и массообмена ограниченных объемов магнитной жидкости: Дисс... канд. физ.-мат. наук. – Москва, 1988. – 146 с.
14. Блум Э.Я., Майоров М.М., Цеберс А.О. Магнитные жидкости. – Рига: Зинатне, 1989.
15. Tsamopoulos J.A., Brown R.A. // Journal of Fluid Mechanics. – 1983. – V.127. – P.519-534.
16. Дроздова В.И., Кушнарев В.В., Шагрова Г.В. // Коллоид. журнал. – 2006. – Т.68. – №2. – 166 с.
17. Дроздова В.И., Скибин Ю.Н., Шагрова Г.В. // Магнит. гидродинамика. – 1987. – №2. – С.63.
18. Drozdova V.I., Shagrova G. V. // J. Magnetism Mag. Materials. – 1990. – V.85. – P. 93.

ДИФФУЗИЯ ЧАСТИЦ В МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ И ЕЕ ВЛИЯНИЕ НА СТАТИКУ МАГНИТОЖИДКОСТНОГО УПЛОТНЕНИЯ

Баштовой В.Г., Полевиков В.К., Альгадал А.М.

Белорусский национальный технический университет
БЕЛАРУСЬ, 220013, г. Минск, проспект Независимости, 65.

Факс (375) 17-231 00 52, E-mail: bashv@rambler.ru



Баштовой Виктор Григорьевич окончил Белорусский государственный университет (БГУ) в 1968 г. В 1973 г. защитил кандидатскую диссертацию «Неустойчивости и распространение малых возмущений в ферромагнитной жидкости», в 1986 г. – докторскую диссертацию «Термомеханика поверхностно-конвективных и волновых явлений в намагничивающихся жидкостях». С 1968 по 1980 гг. – сотрудник Института тепло- и массообмена (ИТМО) АН Беларуси. С 1980 г. работает в Белорусском национальном техническом университете (БНТУ), в настоящее время – в должности заведующего кафедрой. Имеет более 250 публикаций, в т. ч. 25 авторских свидетельств.



Полевиков Виктор Кузьмич окончил математический факультет БГУ в 1970 г. С 1970 по 1979 г. г. – младший научный сотрудник ИТМО. В 1977 г. защитил кандидатскую диссертацию «Некоторые вопросы численного исследования нелинейных задач тепловой конвекции методом сеток». С 1979 г. по настоящее время – доцент кафедры вычислительной математики БГУ. Автор более 150 научных публикаций, в их числе 1 монография. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась правительственными грантами ФРГ и Республики Беларусь.



Альгадал Ахмед Мохамед окончил университет г. Триполи (Ливия) в 1990 г. В 1998 г. получил степень магистра в университете г. Белград (Югославия) в области механики жидкости и газа. С 1990 по 2002 г. г. работал в Центре развития и научных исследований в г. Триполи в должности руководителя отдела. С 2003 г. – аспирант БНТУ. Имеет 8 научных публикаций.

В настоящей работе развивается теория диффузии магнитных частиц в магнитных жидкостях и на примере конкретной задачи магнитожидкостного уплотнения рассматривается влияние этих процессов на статику магнитных жидкостей.

Особенностью магнитных жидкостей является то, что они представляют собой коллоидный раствор твердого ферромагнетика в жидкости-носителе [1]. Макроскопическое взаимодействие магнитной жидкости с внешним неоднородным магнитным полем с градиентом напряженности ∇H обуславливается силой f , действующей на каждую отдельную частицу ферромагнетика с магнитным моментом m_m . Если момент частицы ориентирован вдоль направления вектора напряженности магнитного поля, то эта сила определяется выражением $f = \mu_0 m_m \nabla H$, где $\mu_0 = 1,26 \cdot 10^{-6}$ Гн/м – магнитная проницаемость вакуума.

Именно силой f определяется взаимодействие жидкости с полем, а с другой стороны, эта сила приводит к движению вдоль нее броуновских магнитных частиц относительно жидкости-носителя, то есть приводит к перераспределению концентрации частиц в магнитной жидкости. Концентрация частиц увеличивается в тех местах, где напряженность поля больше. В противовес этому действует процесс диффузии магнитных частиц из мест с большей концентрацией в места с меньшей концентрацией. Все это должно приводить к перераспределению объемной магнитной силы, действующей в магнитной жидкости.

В связи с этим применим классическую теорию диффузии броуновских частиц в поле массовой силы [2] к магнитным жидкостям (магнитным коллоидам).

1. Постановка задачи о диффузии магнитных частиц. Для броуновских частиц с плотностью ρ_c и объемной концентрацией C' закон сохранения массы при их диффузии имеет вид:

$$\rho_c \frac{\partial C'}{\partial t} + \text{div}(\vec{i}) = 0, \quad \vec{i} = -\rho_c D \nabla C' + \rho_c C' b \vec{f}, \quad (1)$$

где \vec{i} – плотность потока массы, D – коэффициент диффузии, b – подвижность частиц.

В дальнейшем будем считать жидкость намагниченной до насыщения. С учетом этого, а также вышеприведенного выражения для силы f , из (1) получаем следующее уравнение переноса массы в магнитной жидкости:

$$\frac{\partial C'}{\partial t} = D\Delta C' - b(\mu_0 m_m \nabla H) \cdot \nabla C' - b(\mu_0 m_m \Delta H) C',$$

которое должно решаться при условиях, что на границах объема жидкости нормальная компонента плотности потока частиц i_n обращается в нуль (условие непроницаемости границ)

$$i_n = -\rho_c D \frac{\partial C'}{\partial n} + \rho_c C' b f_n = 0,$$

при начальном условии $C'(x, z, t=0) = C'_0(x, z)$, а также при условии, что средняя концентрация частиц \bar{C} в рассматриваемом объеме остается постоянной и заранее заданной величиной.

Намагниченность магнитной жидкости M определяется произведением намагниченности материала ферромагнитных частиц M_{fs} на их объемную концентрацию: $M = M_{fs} C'$. Определим намагниченность насыщения магнитной жидкости M_S как произведение средней концентрации магнитных частиц \bar{C} , соответствующей однородной жидкости, на величину намагниченности материала частиц M_{fs} : $M_S = \bar{C} M_{fs}$. Тогда с учетом определения относительной концентрации магнитных частиц $C = C' / \bar{C}$ выражение для магнитной силы, действующей на объем V жидкости со стороны магнитного поля, принимает вид

$$\mathbf{F} = \mu_0 M_S \int_V C(x_i, t) \nabla H dV.$$

Аналогичным образом переписется уравнение статики магнитной жидкости, определяющее распределение давления p в ней:

$$\nabla p = \mu_0 M_S C(x_i, t) \nabla H.$$

2. Моделирование магнитожидкостного уплотнения с учетом диффузии магнитных частиц. Моделирование уплотнения проведем в плоской геометрии, изображенной на рис. 1.

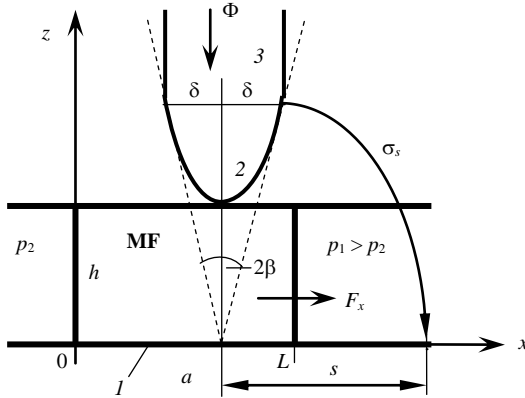


Рис. 1. Геометрия задачи и модель магнитной системы магнитоожидкостного уплотнения: 1 – поверхность вала, 2 – полюс магнита с заостренной торцевой частью – концентратор магнитного поля, 3 – линейная часть магнитопровода с магнитным потоком Φ , MF – магнитная жидкость

Объем магнитной жидкости длиной L и толщиной h заполняет зазор между двумя плоскими поверхностями $z = 0$ и $z = h$ и удерживается в нем неоднородным магнитным полем, создаваемым магнитным полюсом с заостренной торцевой частью (концентратором).

В линейной части магнитопровода внешним источником создается постоянный магнитный поток, величина которого на единицу длины в поперечном направлении есть Φ . При смещении объема из положения равновесия $a = L/2$, например, под действием возникшего перепада давления $\Delta p = p_2 - p_1$, на него начинает действовать неравная нулю магнитная сила F_x , стремящаяся вернуть ее в положение равновесия.

Как показано в работе [3], хорошим приближением к реальности может служить допущение о том, что форма поверхности концентратора определяется уравнением гиперболы $z^2 = (x-a)^2 \operatorname{ctg}^2 \beta + h^2$, как изображено на рис.1. В этом случае силовые линии магнитного поля описываются уравнением

$$\sigma = \frac{1}{2} \left[\sqrt{(z/c+1)^2 + ((x-a)/c)^2} + \sqrt{(z/c-1)^2 + ((x-a)/c)^2} \right], \quad c = \frac{h}{\cos \beta}.$$

При этом модуль напряженности магнитного поля в зазоре определяется выражением

$$H = \frac{H_a h \operatorname{tg} \beta}{\left[(z^2 + (x-a)^2 + c^2)^2 - 4c^2 z^2 \right]^{1/4}},$$

где $H_a = H(a, h)$ – значение напряженности на вершине концентратора.

В дальнейшем в качестве основной сохраняющейся характеристики рассматриваемой магнитной системы примем величину магнитного потока Φ в магнитопроводе. Будем считать, что практически весь магнитный поток в зазоре сосредоточен между двумя крайними силовыми линиями магнитного поля σ_s , выходящими из тех точек концентратора, в которых его заостренная часть сопрягается с прямолинейной частью магнитопровода. Этот поток входит в поверхность вала на участке $a - s \leq x \leq a + s$.

С учетом этого напряженность магнитного поля на вершине полюса принимает значение

$$H_a = \frac{\Phi}{2h \operatorname{tg} \beta \ln \left(\sigma_s + \sqrt{\sigma_s^2 - 1} \right)},$$

$$\sigma_s = \frac{1}{2c} \left(\sqrt{\left(\sqrt{(\delta/\operatorname{tg} \beta)^2 + h^2} + c \right)^2 + \delta^2} + \sqrt{\left(\sqrt{(\delta/\operatorname{tg} \beta)^2 + h^2} - c \right)^2 + \delta^2} \right).$$

Результаты численных расчетов вышеописанной модели уплотнения представлены на рис. 2 и показывают монотонный рост удерживаемого перепада давления в статическом (без вращения вала) состоянии, обусловленный увеличением концентрации магнитных частиц, а, следовательно, и объемной магнитной силы, непосредственно под полюсом магнита.

4. Эксперимент. Экспериментальные исследования выполнены на действующей модели магнитожидкостного уплотнения цилиндрического вала диаметром 40 мм. Характерное значение индукции магнитного поля в зазоре уплотнения составляло порядка 1 Тл.

Результаты эксперимента, представленные на рис. 3 соответствуют развитым выше представлениям и теоретическим расчетам.

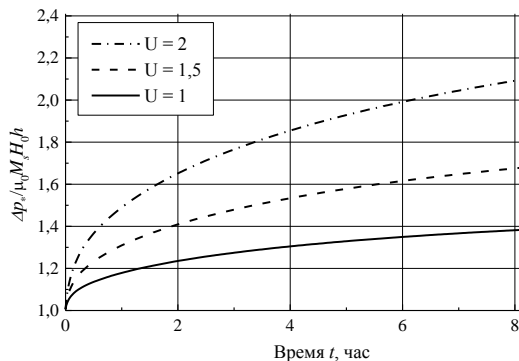


Рис. 2. Зависимость удерживаемого статического перепада давления от времени.
 $U = \mu_0 m_m H_0 / kT$, $L/h = a/h = 8$, $\delta/h = 6,6$, $\beta = 22,5^\circ$

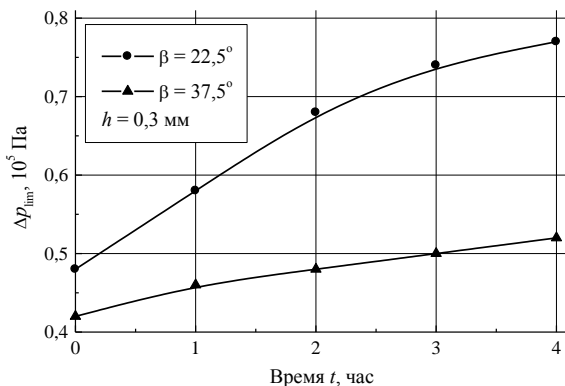


Рис. 3. Экспериментальные зависимости удерживаемого статического перепада давления в магнитожидкостном уплотнении от времени

Работа выполнена при поддержке Фонда фундаментальных исследований Республики Беларусь.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Magnetic fluids and Applications Handbook, /Editor-in-chief: V.Berkovski, Editor : V.Bashtovoi. – Begell House Inc. Publishers. – New York, USA, 1996. – 851 p.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т.6. Гидродинамика. – М.: Наука, 1986. – 736 с.
3. Полевиков В.К. Об устойчивости статического магнитожидкостного уплотнения под действием внешнего перепада давления // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. – 1997. – №3. – С. 170-175.

ИНДУЦИРОВАННЫЕ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ФЕРРОНЕМАТИКЕ В СДВИГОВОМ ПОТОКЕ

Захлевных А.Н., Макаров Д.В.

Пермский государственный университет

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



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 150 научных публикаций в российской и зарубежной печати. Научно-исследовательская работа в области физики жидких кристаллов и магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФИ и Минобразования РФ.



Макаров Дмитрий Владимирович студент магистратуры физического факультета Пермского государственного университета. В 2004 году получил диплом с отличием и степень «бакалавр физики» и поступил в магистратуру по программе «Физика конденсированного состояния вещества». Имеет 8 научных публикаций, в том числе 3 статьи. Назначались именные стипендии Президента (2004) и Правительства РФ (2005). Научно-исследовательская работа в области физики жидких кристаллов поощрялась грантом CRDF.

ВВЕДЕНИЕ

Работа посвящена влиянию сдвигового течения на ориентационные фазовые переходы в ферронематике, находящемся в однородном магнитном поле. Ферронематик представляет собой суспензию магнитных частиц в нематическом жидком кристалле (ЖК). Благодаря сцеплению магнитных частиц с молекулами ЖК существует два механизма влияния магнитного поля на ориентационную структуру ферронематика: диамагнитный (воздействие на нематическую матрицу) и ферромагнитный (воздействие на магнитные частицы). В отсутствие течения при наложении магнитного поля на неограниченный ферронематик эти механизмы приводят к различным типам ориентационного упорядочения его структуры: можно выделить фазы с гомеотропным, угловым или планарным типом сцепления магнитных частиц с ЖК-матрицей [1]. Кроме того, изменить ориентационную структуру ферронематика можно, используя вязкие анизотропные свойства нематической матрицы [2], т.е. подвергнув его течению. Так, течение с постоянным градиентом скорости в чистом нематике приводит к упоря-

дочению его молекул под некоторым углом (углом Лесли) относительно направления потока [3].

Цель работы – проанализировать влияние сдвигового течения на ориентационные фазы ферронематика в магнитном поле, границы их существования и характер перехода из одной фазы в другую. Для описания динамики ферронематика используется обобщенная континуальная теория Эриксона-Лесли [3–6]. Рассмотрено устойчивое сдвиговое течение ферронематика для четырех конфигураций, которым соответствуют различные ориентации магнитного поля относительно направления потока. Получены однородные стационарные решения для плоских полей директора и намагниченности ферронематика как функции напряженности магнитного поля, энергии сцепления и градиента скорости сдвигового потока. Найдены аналитические выражения для критических полей перехода между ориентационными фазами в слабых сдвиговых течениях, асимптотики для углов ориентации директора и намагниченности в случае сильной напряженности магнитного поля и функциональные зависимости в слабых полях.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим несжимаемый ферронематик, текущий между двумя параллельными плоскостями, движущимися друг относительно друга с постоянной скоростью и бесконечно удаленными друг от друга. Введем прямоугольную систему координат, ось x направим вдоль траектории движения плоскостей, ось z – перпендикулярно этим плоскостям (см. рис.1).

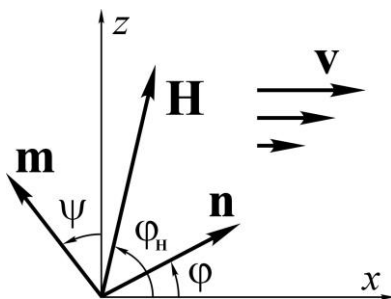


Рис. 1. Сдвиговое течение ферронематика в магнитном поле

Пусть к ферронематику приложено однородное магнитное поле $\mathbf{H} = H(\cos \varphi_H, 0, \sin \varphi_H)$. Тогда директор \mathbf{n} (единичный вектор, характеризующий направление преимущественной ориентации длинных осей молекул нематика) и единичный вектор намагниченности \mathbf{m} будем искать в виде $\mathbf{n} = (\cos \varphi(z), 0, \sin \varphi(z))$, $\mathbf{m} = (-\sin \psi(z), 0, \cos \psi(z))$,

а скорость ферронематика $\mathbf{v} = (u(z), 0, 0)$. На поверхности магнитных частиц заданы «мягкие» гомеотропные условия сцепления с нематической матрицей, так что в отсутствие магнитного поля $\mathbf{m} \perp \mathbf{n}$. Будем рассматривать поведение директора и намагниченности, пренебрегая ориентационным влиянием границ.

Для сдвигового потока ферронематика с постоянным градиентом скорости стационарные уравнения движения для однородных полей директора и намагниченности имеют вид

$$\xi(1 - \gamma \cos 2\varphi) + h^2 \sin 2(\varphi - \varphi_H) + 2\sigma \sin 2(\varphi - \psi) = 0, \quad (1)$$

$$h \cos(\psi - \varphi_H) - \sigma \sin 2(\varphi - \psi) = 0. \quad (2)$$

Углы φ , ψ и φ_H характеризуют ориентации директора \mathbf{n} , единичного вектора намагниченности \mathbf{m} и магнитного поля \mathbf{H} , соответственно (см. рис. 1). В уравнениях (1) – (2) используются следующие безразмерные параметры

$$h = \frac{H}{H_0}, \quad \gamma = -\frac{\gamma_2}{\gamma_1}, \quad \sigma = \frac{w\chi_a}{dM_s^2 f}, \quad \xi = \frac{A\gamma_1\chi_a}{M_s^2 f^2},$$

где $A = du/dz$ – величина градиента скорости сдвигового потока, γ_1 и γ_2 – коэффициенты вращательной вязкости нематика, χ_a – анизотропия диамагнитной восприимчивости, H – напряженность внешнего магнитного поля, w – поверхностная плотность энергии сцепления молекул нематического ЖК с поверхностью магнитных частиц ферронематика (ее значение выбирается положительным, поэтому в отсутствие магнитного поля минимуму энергии соответствуют гомеотропные условия сцепления на частицах $\mathbf{m} \perp \mathbf{n}$), f – объемная доля магнитных частиц в суспензии, d – диаметр магнитной частицы, M_s – намагниченность насыщения материала магнитных частиц. Здесь в качестве единицы измерения напряженности магнитного поля используется величина $H_0 = M_s f / |\chi_a|$, которая была выбрана из условия равенства энергий взаимодействия магнитного поля с нематиком и с магнитными частицами. При $H = H_0$ происходит смена управляющего механизма влияния магнитного поля на систему от дипольного (влияние на магнитные моменты) к квадрупольному (влияние на диамагнитную НЖК-матрицу) и наоборот.

Параметр h является безразмерной напряженностью магнитного поля, реактивный параметр γ представляет собой отношение коэффициентов вращательной вязкости, взятое со знаком минус (в типичных нематиках, составленных из палочкообразных молекул, реактивный па-

раметр принимает только положительные значения), σ характеризует энергию сцепления магнитных частиц с НЖК-матрицей, а ξ – градиент скорости сдвигового потока.

Типичные значения материальных параметров нематика и магнитных частиц следующие: $\chi_a \sim 10^{-7}$, $\gamma_1, \gamma_2 \sim 0.1$ пуаз, $f \sim 10^{-6}$, $M_s \sim 10^2$ Гс, $w \sim 10^{-2}$ эрг/см², $d \sim 10^{-5}$ см, $A \sim 0.1$ с⁻¹, откуда находим $\gamma \sim 1$, $\sigma \sim 0.01$ и $\xi \sim 0.1$.

Первое слагаемое в уравнении для директора (1) характеризует влияние сдвигового течения на ориентацию нематика, второе описывает воздействие магнитного поля на ЖК-матрицу и, наконец, третье – отвечает за сцепление нематика с магнитными частицами. В уравнении для намагниченности (2) слагаемое, характеризующее влияние течения на переориентацию магнитных частиц, отсутствует по причине его малости. Крайне низкая концентрация магнитной примеси f в ферронематике позволяет пренебречь этим воздействием. На ориентацию магнитных частиц влияет магнитное поле (ферромагнитное воздействие), за которое отвечает первое слагаемое в (2), кроме того, она зависит от ориентации нематика и характера сцепления магнитных частиц с ЖК-матрицей (второе слагаемое в уравнении (2)).

Таким образом, система уравнений (1) – (2) определяет зависимости углов ориентации директора φ и намагниченности ψ от напряженности H , угла ориентации магнитного поля φ_H и материальных параметров ферронематика, находящегося в сдвиговом потоке.

СДВИГОВОЕ ТЕЧЕНИЕ ФЕРРОНЕМАТИКА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В отсутствие течения ферронематик, к которому приложено магнитное поле, может находиться в одной из трех ориентационных фаз: гомеотропной, угловой или планарной [1]. Обнаружено, что наличие сдвигового течения накладывает ограничения на границы существования этих ориентационных фаз: течение меняет значения пороговых полей или же размывает переходы между фазами, в зависимости от значений материальных параметров и ориентации магнитного поля.

Если магнитное поле направлено ортогонально направлению директора, ориентированному однородным сдвиговым потоком, т.е. $\varphi_H = \varphi_L + \pi/2$ (здесь $\varphi_L = 1/2 \arccos(-\gamma_1/\gamma_2)$ – угол Лесли, под которым ориентируется директор в неограниченном сдвиговом потоке с постоянным градиентом скорости [3]), то в ферронематике возможны две ориентационные фазы: гомеотропная и угловая, причем переход в

угловую фазу происходит пороговым образом и является фазовым переходом второго рода (см. рис. 2).

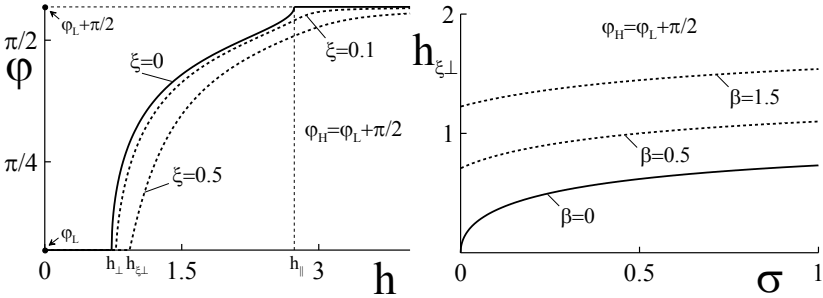


Рис. 2. Зависимость угла ориентации директора φ от магнитного поля h для различных скоростей сдвига ξ при $\gamma=1.1$, $\sigma=1$ (слева); пороговое поле h_{\perp} как функция энергии сцепления σ для различных значений параметра $\beta = \xi\sqrt{\gamma-1}$ (справа)

Критическое значение напряженности в этой конфигурации увеличивается с ростом градиента скорости сдвигового потока и в слабых сдвиговых течениях определяется соотношением

$$h_{\perp} = h_{\perp} \left(1 + \xi\sqrt{\gamma-1}/h_{\perp}^2(2-h_{\perp}) \right),$$

где $h_{\perp} = \sigma \left[-1 + \sqrt{1+2/\sigma} \right]$ – пороговое поле перехода в угловую фазу в отсутствие течения. В сильных полях система асимптотически приближается к планарной фазе упорядочения следующим образом:

$$\varphi = \varphi_L + \frac{\pi}{2} - \frac{\xi}{h^2}, \quad \psi = \varphi_L + \frac{2\sigma\xi}{h^3}.$$

В конфигурации, где магнитное поле направлено под углом Лесли к скорости сдвигового потока $\varphi_H = \varphi_L$, как и в предыдущем случае, наблюдаются два типа ориентационного упорядочения, но теперь это уже угловая и планарная фазы (см. рис. 3). Переход из угловой фазы в планарную по-прежнему остается фазовым переходом второго рода, но пороговое значение напряженности магнитного поля в этой конфигурации уменьшается с ростом градиента скорости сдвигового потока и в слабых сдвиговых течениях имеет вид

$$h_{\parallel} = h_{\parallel} \left(1 - \xi\sqrt{\gamma-1}/h_{\parallel}^2(2+h_{\parallel}) \right),$$

где $h_{\parallel} = \sigma \left[1 + \sqrt{1+2/\sigma} \right]$ – пороговое поле перехода в планарную фазу в отсутствие течения.

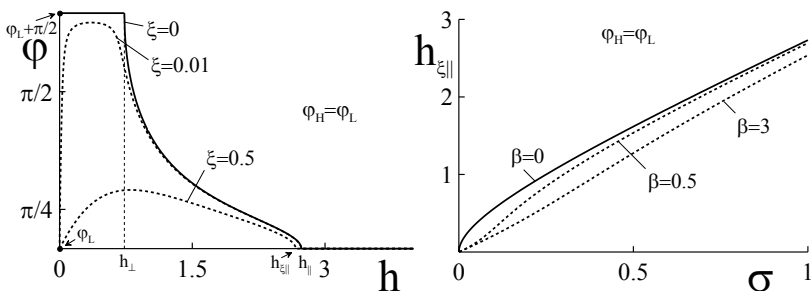


Рис. 3. Зависимость угла ориентации директора φ от магнитного поля h для различных скоростей сдвига ξ при $\gamma=2$, $\sigma=1$ (слева); пороговое поле h_{\parallel} как функция энергии сцепления σ для различных значений параметра $\beta = \xi\sqrt{\gamma-1}$ (справа)

Для магнитного поля, направленного ортогонально скорости сдвигового потока ферронематика $\varphi_H = \pi/2$, в общем случае наблюдается только угловая фаза. Пороги, существовавшие в статическом случае, размываются все интенсивнее с увеличением градиента скорости сдвига. Появление гомеотропной фазы возможно только при реактивном параметре $\gamma = -\gamma_2/\gamma_1 = 1$, переход из которой в угловую фазу осуществляется пороговым образом. Поле перехода не зависит от градиента скорости сдвига и в точности совпадает с пороговым полем, полученным в задаче без сдвигового течения. Приближение системы к планарному упорядочению происходит асимптотически с увеличением напряженности магнитного поля.

Ориентация магнитного поля вдоль скорости сдвигового потока $\varphi_H = 0$ приводит, как и в предыдущей конфигурации, к угловой фазе упорядочения при $\gamma \neq 1$. Оба пороговых перехода, имеющих место в статическом случае, также размываются. С возрастанием напряженности поля система асимптотически стремится к планарному упорядочению, но для реактивного параметра $\gamma = 1$ появляется планарное упорядочение в сильных полях при конечных значениях его напряженности. Поле перехода также не зависит от скорости сдвига и совпадает с критическим полем [1], полученным в задаче без сдвигового течения.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Zakhlevnykh A. N. // J. Magn. and Magn. Mater. – 2004. – Vol. 269. – P. 238.
2. Беляев В. В. // Успехи физ. наук. – 2001. – Т. 171, вып. 3. – С. 267.
3. Де Жен П. Физика жидких кристаллов. – М.: Мир, 1977. – 400 с.
4. Brochard F., de Gennes P. G. // J. de Physique. – 1970. – Vol. 31, No. 7. – P. 691.
5. Burylov S. V., Raikher Y. L. // Mol. Cryst. and Liq. Cryst. – 1995. – Vol. 258. – P. 107.
6. Raikher Y. L., Stepanov V. I. // J. Int. Mater. Syst. and Str. – 1996. – Vol. 7. – P. 550.

КАПИЛЛЯРНЫЙ РАСПАД ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО СЛОЯ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В ВИНТОВОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Кажан В.А.

Московский Государственный Университет Природообустройства
127550, г. Москва, ул. Прянишникова, 19. E-mail: mathem@msuee.ru

Коровин В.М.

Институт механики МГУ им. М.В. Ломоносова
117192, г. Москва, Мичуринский просп., 1.
E-mail: korovin@imec.msu.ru

Начиная с классических работ по исследованию капиллярной неустойчивости цилиндрической струи идеальной жидкости и тонкой нити сильно вязкой жидкости в газовой среде, выполненных во второй половине XIX века (см., например, библиографию в [1]), задача о капиллярной неустойчивости и распаде конфигураций несмешивающихся жидкостей с цилиндрическими поверхностями раздела ввиду прикладной значимости привлекает большое внимание как в экспериментальном, так и в теоретическом плане.

Хорошо известно, что в экспериментах с обычными несмешивающимися жидкостями физическая реализация существующих достаточно длительное время жидких конфигураций с приближенно цилиндрическими границами взаимного контакта достигается лишь при наличии движения одной из жидкостей относительно другой жидкости [2]. Для проведения подобных экспериментов требуется достаточно сложная аппаратура [3].

При помещении же несмешивающихся магнитных жидкостей в магнитное поле, создаваемое цилиндрическим токнесущим проводником, ситуация коренным образом изменяется. В этом случае под действием объемной магнитной силы, направленной радиально к оси проводника, происходит перераспределение гидростатического давления, что позволяет управлять формой поверхности раздела. С целью исключения влияния силы тяжести на форму этой поверхности в экспериментах [4, 5] были использованы магнитная и немагнитная жидкости одинаковой плотности. Таким путем удается создать статическую строго цилиндрическую поверхность раздела между двумя несмешивающимися жидкостями одинаковой плотности, симметрично расположенными относительно длинного цилиндрического токнесущего проводника, служащего осью конфигурации. При этом необходимо, чтобы магнитная проницаемость внутренней жидкости, сплошным слоем покрывающей проводник, была больше проницаемости

внешней жидкости, а сила проходящего по проводнику электрического тока превышала некоторое критическое значение. Аналогичный способ формирования цилиндрической поверхности раздела жидкостей использовался и в случае винтового магнитного поля [6], представляющего собой суперпозицию поля, индуцируемого проходящим по цилиндрическому проводнику током, и однородного продольного поля, создаваемого внешними устройствами.

При теоретическом анализе влияния магнитного поля на капиллярную неустойчивость цилиндрического слоя магнитной жидкости была предложена [5,7] упрощенная модель экспериментально исследованной двухжидкостной конфигурации [4-6]. В рамках этой модели внешняя жидкость заменяется невесомой средой (газом), и дополнительно предполагается отсутствие силы тяжести. Очевидно, что при такой постановке задачи об устойчивости пренебрегается силой инерции, действующей на жидкие частицы внешней среды в процессе развития возмущений в двухжидкостной системе.

В отличие от имеющихся теоретических работ, в данной работе исследовано влияние магнитного поля с винтовыми силовыми линиями на капиллярную неустойчивость конфигурации, образованной двумя магнитными жидкостями одинаковой плотности, имеющими цилиндрическую поверхность раздела. Проведен анализ воздействия различных факторов на характерный размер капель, формирующихся при капиллярном распаде цилиндрического слоя, покрывающего токонесящий проводник.

Пусть в достаточно большом объеме покоящейся линейно намагничивающейся жидкости, имеющей плотность ρ и магнитную проницаемость μ_2 , находится цилиндрический слой толщины d не смешивающейся жидкости с той же плотностью ρ и магнитной проницаемостью $\mu_1 > \mu_2$, сплошь покрывающий длинный прямолинейный проводник радиуса c из немаггничивающегося материала. Обе жидкости считаются невязкими.

Введем цилиндрическую систему координат r, ϑ, z , ось z которой является осью проводника. Предполагается, что наряду с собственным азимутальным магнитным полем $H_\vartheta(r) = (2\pi r)^{-1}I$ проходящего по проводнику электрического тока I рассматриваемая равновесная конфигурация жидкостей подвергается воздействию однородного продольного поля H_z .

В линейной постановке задача об эволюции по времени t возмущений гидростатического состояния этой конфигурации описывается:

- уравнениями Лапласа относительно потенциалов скоростей в концентрических областях $c \leq r \leq a$, $a \leq r < \infty$ (при этом, разумеется $0 \leq \vartheta \leq 2\pi$, $-\infty < z < \infty$) и линеаризованными интегралами Коши-Лагранжа, записанными с учетом объемных магнитных сил,
- уравнениями Лапласа относительно потенциалов возмущений магнитных полей в каждой из областей $0 \leq r \leq c$, $c \leq r \leq a$, $a \leq r < \infty$,
- условиями сшивки искомых функций на границах $r = c$, $r = a$.

В рамках этой задачи, разыскивая решения уравнений Лапласа в виде нормальных мод $f(r) \exp[i(kz - \omega t)]$, i – мнимая единица, нетрудно получить дисперсионное соотношение

$$\omega^2 = \frac{\alpha \kappa^2}{\rho \alpha^3} \frac{K_1(\kappa)}{K_1(\kappa_1)} [I_1(\kappa)K_1(\kappa_1) - I_1(\kappa_1)K_1(\kappa)] [(\mu_{r1} - \mu_{r2})Fi_g - 1 + \kappa^2 + \kappa(\mu_{r1} - \mu_{r2})Fi_z \mathcal{P}(\kappa, \sigma, \mu_{r1}, \mu_{r2})] \quad (1)$$

где

$$\mathcal{P}(\kappa, \sigma, \mu_{r1}, \mu_{r2}) = \frac{K_0(\kappa) [\Phi_1 I_0(\kappa) + \Phi_2 K_0(\kappa)]}{\Phi_1 \Phi_3 - \Phi_2 \Phi_4}, \quad \kappa_1 = \kappa(1 - \sigma)$$

$$\Phi_1 = \mu_{r1} I_0(\kappa_1) K_1(\kappa_1) + I_1(\kappa_1) K_0(\kappa_1), \quad \Phi_2 = (\mu_{r1} - 1) I_0(\kappa_1) I_1(\kappa_1),$$

$$\Phi_3 = \mu_{r1} I_1(\kappa) K_0(\kappa) + \mu_{r2} I_0(\kappa) K_1(\kappa), \quad \Phi_4 = (\mu_{r1} - \mu_{r2}) K_0(\kappa) K_1(\kappa)$$

Здесь и далее приняты следующие обозначения: ω – частота, α – коэффициент поверхностного натяжения, $a = c + d$ – радиус исходной цилиндрической поверхности раздела жидкостей, $\kappa = ka$ – безразмерное волновое число, $I_n(\kappa)$, $K_n(\kappa)$, $n = 0, 1$ – модифицированные функции Бесселя первого и второго рода [8], $\sigma = da^{-1}$ – относительная толщина слоя магнитной жидкости, $\mu_{rj} = \mu_j \mu_0^{-1}$, $j = 1, 2$ – относительные магнитные проницаемости жидкостей, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Г} \cdot \text{м}^{-1}$ – магнитная постоянная, а $Fi_g = \alpha^{-1} \mu_0 a H_g^2(a)$, $Fi_z = \alpha^{-1} \mu_0 a H_z^2$ – соответственно факторы азимутального и продольного магнитного полей.

Таким образом, характер временной эволюции моды с волновым числом k зависит от численных величин пяти безразмерных опре-

деляющих параметров: $\mu_{r1}, \mu_{r2}, \sigma, Fi_g, Fi_z$. По сравнению с задачей о капиллярной неустойчивости и распаде сильно вытянутой осесимметричной капли вязкой магнитной жидкости в однородном продольном магнитном поле [9-11] в рассматриваемом случае число безразмерных параметров, характеризующих эффект воздействия винтового магнитного поля на исследуемую жидкую конфигурацию, увеличилось на единицу, поскольку в число определяющих размерных параметров наряду с μ_1, μ_2, H_z входит также H_g .

В отсутствие продольной составляющей магнитного поля (случай $Fi_z = 0$) дисперсионное соотношение (1) существенно упрощается и с точностью до обозначений совпадает как с равенством, следующим при $H_z = 0$ из формулы (3.88) в монографии [7], так и с выражением, получаемым на базе дисперсионного соотношения аналогичной задачи для вязких (одной или обеих) магнитных жидкостей [12, 13] при стремлении коэффициентов вязкости к нулю. При этом число безразмерных определяющих параметров сокращается до двух: относительной толщины слоя σ и магнитного числа Бонда $Bo_m = (\mu_{r1} - \mu_{r2})Fi_g$, т.е. совокупность эффектов, обусловленных намагничиванием жидкостей, характеризуется единой комбинацией, составленной из безразмерных параметров μ_{r1}, μ_{r2}, Fi_g . В этом случае величина $Fi_g^* = (\mu_{r1} - \mu_{r2})^{-1}$ представляет критическое значение (при $Fi_g > Fi_g^*$ конфигурация с цилиндрической поверхностью раздела устойчива), что, естественно, согласуется [5, 7] с величиной критического магнитного числа Бонда $Bo_m^* = 1$.

В этой связи следует отметить, что вместо Fi_g, Fi_z в монографии [7] при записи (3.88) дисперсионного соотношения задачи об устойчивости тангенциального разрыва (скорости) в случае цилиндрического слоя магнитной жидкости, покрывающего намагничивающийся ($\mu_3 > \mu_0$) токнесущий проводник и обтекаемого газовым потоком ($\mu_2 = \mu_0$) при наличии однородного продольного магнитного поля, использованы безразмерные параметры Bo_m и $S = (\mu_{r1} - 1)^2 Fi_z$. Нетрудно видеть, что эти параметры имеют, по существу, сугубо формальный характер. В самом деле, в рамках теории размерности [14, 15] при моделировании рассматриваемого явления наряду с величинами Bo_m и S потребуется, как видно из (3.88), в числе безразмерных определяющих параметров независимо от Bo_m, S учитывать и магнитную восприим-

чивость жидкости $\chi_1 = \mu_{r1} - 1$, входящую в формулы, по которым вычисляются Bo_m и S . Отметим также, что применительно к рассматриваемому случаю покоящихся несмешивающихся жидкостей одинаковой плотности после достаточно простой процедуры перехода в дисперсионном соотношении (3.88) к используемым при записи (1) обозначениям, в числителе дроби, представляющей функцию \mathcal{P} , вместо Φ_2 ошибочно появляется выражение $(\mu_{r1} - 1)I_0^2(\kappa_1) - I_1^2(\kappa_1)$. В (3.88) допущена также явная опечатка при записи функции Δ_1 , соответствующей в наших обозначениях $\Phi_1 K_0(\kappa)$.

При фиксации любых трех из безразмерных определяющих параметров $\mu_{r1}, \mu_{r2}, Fi_z, \sigma$ для некоторой последовательности значений оставшегося свободным четвертого параметра с помощью дисперсионного соотношения (1) в плоскости (Fi_g, κ) были построены четыре семейства кривых нейтральной устойчивости, вдоль которых выполняется условие $\text{Im} \omega = 0$. Аналогичным образом в плоскости $(\kappa, \sqrt{\alpha \rho^{-1} a^{-3}} \text{Im} \omega)$ были построены пять семейств дисперсионных кривых, каждое из которых зависит от одного из параметров $\mu_{r1}, \mu_{r2}, Fi_g, Fi_z, \sigma$.

Проведенный анализ дисперсионных кривых и областей устойчивости показал, что продольная составляющая магнитного поля оказывает стабилизирующее воздействие лишь на часть интервала неустойчивых в отсутствие поля мод, ввиду чего подавление капиллярного распада сплошного цилиндрического слоя на капли (регулярно, подобно бусинам, располагающимся по длине токонесящего проводника) возможно лишь при наличии азимутальной компоненты поля, обеспечивающей выполнение условия $Fi_g > (\mu_{r1} - \mu_{r2})^{-1}$.

Установлено, что увеличение как Fi_z , так и скачка $\mu_{r1} - \mu_{r2}$, вызывают:

- 1) уменьшение порогового значения волнового числа;
- 2) увеличение длины волны λ_* наиболее быстро растущей моды, определяющей (при неизменных радиусе токонесящего проводника и толщине цилиндрического слоя магнитной жидкости) характерный размер капель, образующихся в результате капиллярного распада цилиндрического слоя.

Показано, что увеличение σ приводит к увеличению порогового значения волнового числа, причем полученные данные свидетельствуют о слабой зависимости λ_* от σ .

Работа выполнена при поддержке одного из соавторов (В.Коровина) Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 05-01-00839).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Lee W.-K., Flumerfelt R.W. Instability of stationary and uniformly moving cylindrical fluid bodies. I. Newtonian systems // *Int. J. Multiphase Flow.* – 1981. – Vol. 7. – N 4. – P. 363-383.
2. Taylor G.I. The formation of emulsions in definable fields of flow // *Proc. Roy. Soc. London. Ser. A.* – 1934. – Vol. 146. – N 858. – P. 501-523.
3. Bentley B.J., Leal L.G. A computer-controlled four-roll mill for investigations of particle and drop dynamics in two-dimensional linear shear flows // *J. Fluid Mech.* – 1986. – Vol. 167. – P. 219-240.
4. Архипенко В.И., Барков Ю.Д., Баштовой В.Г., Краков М.С. Устойчивость цилиндрической свободной поверхности намагничивающейся жидкости // *ДАН БССР.* – 1979. – Т.23. № 4. – С.341-343.
5. Архипенко В.И., Барков Ю.Д., Баштовой В.Г., Краков М.С. Исследование устойчивости неподвижного цилиндрического столба намагничивающейся жидкости // *Изв. АН СССР. МЖГ.* – 1980. – № 4. – С.3-8.
6. Архипенко В.И., Барков Ю.Д. Экспериментальное исследование распада цилиндрического слоя намагничивающейся жидкости под действием магнитных сил // *ПМТФ.* – 1980. – № 3. – С. 98-105.
7. Берковский Б.М., Медведев В.Ф., Краков М.С. Магнитные жидкости. – М.: Химия, 1989. – 239 с.
8. Справочник по специальным функциям / Под ред. М.Абрамовица, И.Стиган. – М.: Мир, 1979. – 830 с.
9. Коровин В.М. Капиллярная неустойчивость тонкого цилиндра вязкой феррожидкости в продольном магнитном поле // *ПММ.* – 2001. – Т. 65. Вып. 2. – С. 251-260.
10. Коровин В.М. Капиллярный распад взвешенной нитевидной капли вязкой магнитной жидкости в продольном магнитном поле // *ЖТФ.* – 2002. – Т.72. Вып.10. – С.22-32.
11. Kazhan V.A., Korovin V.M. Capillary instability of a cylindrical interface of viscous magnetic and nonmagnetic fluids subjected to an axial magnetic field // *JMMM.* – 2003. – Vol. 260. – P.222-230.
12. Коровин В.М. Капиллярная неустойчивость цилиндрической поверхности раздела феррожидкостей в магнитном поле с круговыми силовыми линиями // *ЖТФ.* – 2001. – Т.71. Вып.12. – С.16-25.
13. Коровин В.М. Капиллярный распад конфигурации, образованной двумя вязкими феррожидкостями, окружающими токнесущий проводник и имеющими цилиндрическую поверхность раздела // *ЖТФ.* – 2004. – Т. 74. Вып. 6. – С. 8-15.
14. Седов Л.И. Механика сплошной среды. Т.1. – М.: Наука, 1983. – 528 с.
15. Механика сплошных сред в задачах / Под ред. М.Э.Эглит. – М.: Московский Лицей, 1996. – Т. 1. 396 с. Т. 2. 394 с.

ПОДЪЕМ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ ИЗ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО СОСУДА ПО ПРОВОДНИКУ С ТОКОМ

Налетова В.А.

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова,
119992, г. Москва, Ленинские горы. E-mail: naletova@imec.msu.ru

Кирюшин В.В., Турков В.А.

НИИ механики МГУ им. М.В. Ломоносова,
119192, г. Москва, Мичуринский пр., д. 1.

Налетова Вера Арсеньевна – д.ф.-м.н., профессор кафедры гидромеханики механико-математического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова. Имеет более 160 публикаций. Научно-исследовательская работа в области гидромеханики магнитных жидкостей поддерживалась грантами РФФИ.

Кирюшин Валерий Викторович – к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник лаборатории физико-химической гидродинамики НИИ механики МГУ им. М.В. Ломоносова.

Турков Владимир Андреевич – к.ф.-м.н., старший научный сотрудник лаборатории физико-химической гидродинамики НИИ механики МГУ им. М.В. Ломоносова.

Введение. Явление внезапного изменения формы магнитной жидкости при постепенном изменении величины токов, создающих магнитное поле, изучалось теоретически и экспериментально во многих работах. В [1] исследовано изменение формы поверхности магнитной жидкости в поле проводника с током, параллельного невозмущенной горизонтальной поверхности жидкости, предсказан и экспериментально обнаружен скачок магнитной жидкости на постоянный магнит, при медленном приближении магнита к поверхности жидкости. Деформация капли магнитной жидкости на линейном проводнике с током исследована в [2]. Предсказано теоретически и продемонстрировано экспериментально, что при некотором токе достаточно большая капля резко меняет свою толщину, что связано с неоднозначностью решения данной задачи в некотором диапазоне параметров. В [3] теоретически исследовано поведение конечного объема магнитной жидкости между двумя соосными цилиндрами в магнитном поле проводника с током, находящегося на оси цилиндров. Предсказан гистерезис формы такого объема, который заключается в возможности разрыва этого объема на два при некотором значении тока, при уменьшении тока эти объемы сливаются в один объем при токах меньших тока, при котором произошел разрыв объема. В [4] исследовано поведение свободной поверхности безграничной магнитной жидкости около вертикального проводника с током, предсказан скачок подъема магнитной жидкости при некотором значении тока, связанное с отсутствием стационарного решения при токах большего некоторого критического значения. В указанных выше работах рассмотрен случай малых магнитных полей.

В данной работе исследуется поведение конечного объема магнитной жидкости, находящейся в цилиндрическом сосуде, около вертикального линейного проводника с током, находящегося на оси сосуда. В отличие от выше указанных работ рассматривается случай больших магнитных полей.

Работа проводилась при поддержке РФФИ (проекты 06-01-81001-Бел, 05-01-00839) и гранта Президента РФ НШ-4474.2006.1.

Постановка задачи. Рассмотрим задачу о форме поверхности магнитной жидкости объема V , находящейся в цилиндрическом сосуде кругового сечения радиуса R_V . По соосному сосуду цилиндрическому проводнику кругового сечения радиуса r_0 , $R_V > r_0$ течет линейный ток I (рис. 1,а). Магнитная жидкость контактирует с немагнитной жидкостью такой же плотности.

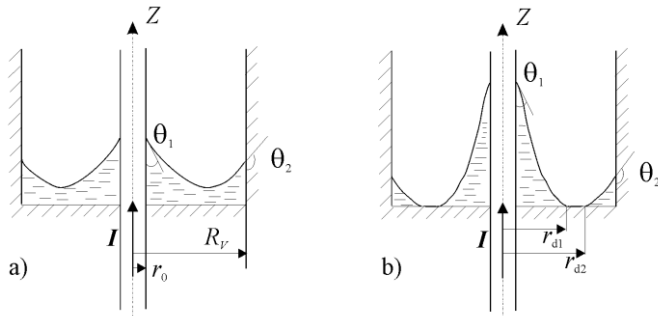


Рис. 1. Магнитная жидкость а) до распада и б) после распада

Пусть магнитная жидкость смачивает стенки сосуда и поверхность проводника. Рассматривается случай, когда намагниченность жидкости постоянна по величине $M = \text{const}$. Далее индексами (i) , $i = 1, 2$ обозначаются параметры немагнитной и магнитной жидкостей. Введем цилиндрическую систему координат (r, φ, z) , ось z которой совпадает с осью проводника. Исследуются осесимметричные формы поверхности жидкости $z = f(r)$. Магнитное поле вне проводника описывается формулой: $\mathbf{H} = (0, H, 0)$, $H = 2I/cr$. Уравнения равновесия жидкости имеет вид ($p^{(1),(2)}$ – давление в жидкостях):

$$\frac{\partial}{\partial x_i} p^{(2)} + M \frac{\partial}{\partial x_i} H = 0, \quad p^{(1)} = \text{const} \quad (1)$$

Закон сохранения импульса на свободной поверхности жидкости имеет вид (K – средняя кривизна поверхности, σ – поверхностное натяжение):

$$-p^{(1)} + p^{(2)} \pm 2 \sigma K = 0 \quad (2)$$

На поверхности проводника и на вертикальной стенке сосуда: $\theta = \theta_1$ и $\theta = \theta_2$ соответственно, где θ – угол между вертикалью и касательными к линии $z=f(r)$ (отсчитываемый против часовой стрелки), а θ_1 и θ_2 – заданные углы смачивания. В случае $z=f(r)$, средняя кривизна поверхности вычисляется по формуле:

$$K = (z'' + z'^3/r + z'/r)/(1+z'^2)^{3/2}$$

Решение задачи. Проинтегрировав (1), из (2) получим дифференциальное уравнение для формы поверхности магнитной жидкости

$$\frac{2Mf}{cr} + p_0^{(2)} + p_0^{(1)} + \sigma \left(\frac{z'' + z'^3/r + z'/r}{(1+z'^2)^{3/2}} \right) = 0 \quad (3)$$

Введем безразмерные координаты и безразмерные параметры: $r/r_0 = r^*$, $z/r_0 = z^*$, $A = 2M/cr_0$, $B' = (p_0^{(2)} - p_0^{(1)})r_0/\sigma$, $R^*_{\nu} = R_{\nu}/r_0$. Уравнение (3) в безразмерном виде примет вид:

$$-\frac{A}{r^*} + B' = \frac{z^{*''}}{(1+z^{*'}2)^{3/2}} + \frac{1}{r^*} \frac{z^{*'}}{(1+z^{*'}2)^{1/2}} \quad (4)$$

Далее индекс «*» при безразмерных переменных будем опускать. Уравнение (4) допускает понижение порядка, т.к. не содержит переменной z в явном виде, и может быть записано в виде $Gr = -Ar + Br^2 + C = rz'/(1+z'^2)^{1/2}$. После некоторых преобразований можно получить общее решение:

$$z = \int \frac{G}{\sqrt{1-G^2}} dr + D, \quad G = -A + B + \frac{C}{r} \quad (5)$$

Для искомой поверхности $G = -\cos(\theta)$. Из граничных условий на линиях контакта трех сред: $G(r=1) = -\cos(\theta_1)$, $G(r=R_{\nu}) = -\cos(\theta_2)$, можно определить B и C : $C = -\cos(\theta_1) - B + A$, $B = (A R_{\nu} - A + \cos(\theta_1) - \cos(\theta_2) R_{\nu}) / (R_{\nu}^2 - 1)$. Условие достаточно больших магнитных полей накладывает ограничение снизу на величину параметра A . Условие $H > 800$ Э при $M = 10$ Гс, $R_{\nu} = 0,1$ см, $\sigma = 100$ дин/см дает ограничение для $A > 8$. При заданных углах смачивания и радиусах цилиндров существует критическое значение параметра $A = A_c$, при котором $|G| = 1$ при некотором значении радиуса $r = r_c$, $1 < r_c < R_{\nu}$. Например, при $\cos(\theta_1) = -\cos(\theta_2) = 0,99$, $R_{\nu} = 2$, $A_c = 10,19699624$, $r_c = 1,047732840$, $G(r_c, A_c) = -1$. Это означает, что при $A \geq A_c$ решение стационарной задачи не существует и исходный объем магнитной жидкости распадается на два, один смачивает проводник, а другой вертикальную стенку сосуда. Оба этих объема смачивают дно сосуда. При значениях

параметра A меньших критического статический режим существует, и разрыв происходит в момент касания свободной поверхности дна сосуда. При этом образуются две капли, объем которых можно рассчитать, используя полученное выше решение. При $A < A_c$ разрыв на два объема происходит, когда объем исходной капли V совпадает с объемом $V_0 = V_0(A)$, который есть объем жидкости между поверхностью $z = z(r, A)$ и плоскостью $z = z_{\min}(A)$, $z_{\min}(A) = z(r=r_{\min}, A)$. Значение r_{\min} определяется из условия $z'(r, A) = 0$. Вычисления $V_0 = V_0(A)$ проведено численно для $\cos(\theta_1) = -\cos(\theta_2) = 0,99$, $R_V = 2$.

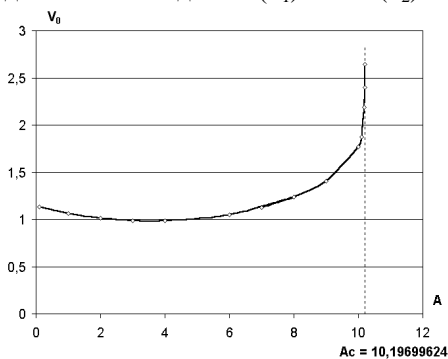


Рис. 2. Зависимость V_0 от A

Зависимость $V_0 = V_0(A)$ (рис. 2) имеет минимум, начиная с которого этот объем начинает неограниченно расти при приближении параметра A к A_c . Для определенности рассмотрим случай, когда $V = 1,405$, расчеты показывают, что распад такой капли происходит при $A = 9$, при этом образуются два объема, величины их объемов равны $V_1 = 1,099$ и $V_2 = 0,306$. Первый из этих объемов смачивает проводник, а другой – поверхность вертикальных стенок сосуда (рис. 1, b). Определим форму этих объемов и возможность их слияния при уменьшении магнитного поля или параметра A .

Форма объема магнитной жидкости, смачивающей проводник с током. Уравнение, определяющее форму поверхности, имеет вид:

$$z = \int_1^r \frac{G_1}{\sqrt{1 - G_1^2}} dr, \quad G_1 = -A + B_1 r + \frac{-\cos(\vartheta_1) - B_1 + A}{r} \quad (6)$$

Рассмотрим случай, когда $\cos(\theta_1) = -\cos(\theta_2) = 0,99$. В точке r_{d1} выполняется условие $G_1(r=r_{d1}) = \sqrt{1 - \cos(\vartheta_1)^2}$, при этом

$B_1 = B_1(r_{d1}, A)$. Задавая величину r_{d1} можно вычислить зависимость объема $V_1(A=\text{const})$ от величины r_{d1} (рис. 3). Можно показать, что зависимость $V_1(r_{d1})$ при любом неотрицательном A имеет вертикальную асимптоту $r_{d1} = r_{d1 \max}$. Величина $r_{d1 \max}$ является корнем системы уравнений: $G_1(r, r_{d1 \max}) = -1$, $dG_1/dr(r, r_{d1 \max}) = 0$, удовлетворяющим неравенствам: $1 < r < r_{d1 \max}$. Это означает, что толщина капли при любом параметре A ограничена сверху $r_{d1} < r_{d1 \max}(A)$.

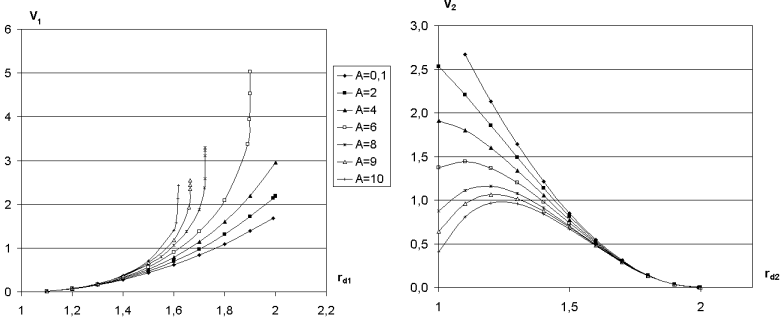


Рис. 3. Зависимости V_1 от r_{d1} и V_2 от r_{d2}

Из рис. 3 видно, что решение существует для любого значения параметра A . Так как, объем на проводнике, возникающий в результате разрыва при $A = 9$ исходного объема известен $V_1 = 1,099$, то можно рассчитать толщину объема r_{d1} при этом токе: $r_{d1} = 1,58$. При уменьшении тока толщина увеличится до $r_{d1} = 1,61$ при $A = 8$, и $r_{d1} = 1,8$ при $A = 0$.

Форма объема магнитной жидкости, смачивающей вертикальную стенку сосуда. Уравнение, определяющее форму поверхности, имеет вид:

$$z_2 = \int_1^r \frac{G_1}{\sqrt{1-G_1^2}} dr, \quad G_2 = -A + B_2 r + \frac{(A - B_2 R_V) R_V - \cos(\vartheta_2) R_V}{r}$$

Здесь z_2 функция r (функция верхнего предела), который ограничен величиной r_{d2} , $r_{d2} < r < R_V$. Точка r_{d2} не известна и определяется, если задан объем жидкости V_2 . Связь B и r_{d2} имеет вид:

$$B_2 = (-A r_{d2} + A R^*_V - \sqrt{1 - \cos(\vartheta_1)^2} r_{d2}) / (R^2_V - r_{d2}^2)$$

Рассмотрим случай, когда $\cos(\vartheta_2) = -0,99$ и $R_V = 2$. Задавая r_{d2} при фиксированном параметре A можно вычислить объем V_2 (см. рис. 3). Из вида зависимости $V_2 = V_2(r_{d2}, A)$ следует, что объем V_2 ограничен сверху $V_2 < V_2(r_{d2} = 1, A = 0)$. При $A > A_{c2}$ зависимость $V_2 = V_2(r_{d2})$ становится немонотонной. Это означает, при фиксированном объеме

V_2 при увеличении параметра A происходит либо касание проводника или отрыв части объема. Оторвавшаяся часть объема не остается на дне сосуда (объем смачивающий только дно сосуда не существует ни при каком значении параметра A), а сливается с объемом, смачивающим проводник. При уменьшении параметра A точка r_{d2} монотонно увеличивается. В рассматриваемом случае при $V_2 = 0,306$ точка $r_{d2} = 1,69$ при $A = 9$. При уменьшении тока r_{d2} изменится до $r_{d2} = 1,7$ при $A = 8$ и $r_{d2} = 1,71$ при $A = 0$.

Выводы. Проведенный выше анализ показывает, что два объема, образовавшихся при $A = 9$ сольются в один при $A < 8$, т.е. при токе заведомо меньшем, чем тот, при котором они образовались. Таким образом, существует гистерезис формы конечного объема магнитной жидкости. Бесконечно большой подъем магнитной жидкости при некотором токе, предсказанный в работе [4], связан с предположением о бесконечности объема жидкости. В данной работе показано, что при стремлении A к A_c исходный конечный объем распадается на два, один из которых смачивает конечную длину проводника. Слияние этих двух объемов в один может и не происходить, а если происходит, то при токе меньшем тока, при котором произошел распад исходного объема. Следует отметить, что при больших магнитных полях можно рассмотреть случай стремления радиуса проводника к нулю (при этом магнитное поле около проводника возрастает). В безразмерном виде задача не зависит от радиуса проводника (в случае $R_V = \text{const}$). Это означает, что размерный подъем магнитной жидкости при $R_V = \text{const}$ и при всех других постоянных параметрах прямо пропорционален радиусу проводника.

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. – № 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. – №. 6. – P. 1017-1022.
3. 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. – № 4. – P. 3-8.
4. J.-C. Bacri, R. Perzynski, D. Salin, F. Tourinho. Magnetic Wetting Transition of a Ferrofluid on a Wire // Europhysics Letters, vol. 5. – 1988. – № 6. – P. 547-552.

СЛОЙ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В БЕГУЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Налетова В.А., Бачурин В.Е.

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова,
119992, г. Москва, Ленинские горы. E-mail: naletova@imec.msu.ru

Циммерманн К., Зейдис И.

Технический университет Ильменау, PF 10 05 65, 98684, Ilmenau,
Германия, E-mail: klaus.zimmermann|igor.zeidis@tu-ilmenau.de

Турков В.А.

НИИ механики МГУ им. М.В. Ломоносова,
119192, г. Москва, Мичуринский пр., д. 1.

Налетова Вера Арсеньевна – д.ф.-м.н., профессор кафедры гидромеханики механико-математического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова. Имеет более 160 публикаций. Научно-исследовательская работа в области гидромеханики магнитных жидкостей поддерживалась грантами РФФИ.

Циммерманн Клаус – профессор, доктор наук, руководитель специальности «техническая механика» факультета инженерной механики Технического университета Ильменау.

Зейдис Игорь – доктор наук, работает на факультете инженерной механики Технического университета Ильменау.

Турков Владимир Андреевич – к.ф.-м.н., старший научный сотрудник лаборатории физико-химической гидродинамики НИИ механики МГУ им. М.В. Ломоносова.

Бачурин Владимир Евгеньевич – аспирант механико-математического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова.

Введение. Исследуется возможность создавать движение вязкой магнитной жидкости при помощи магнитного поля. Движение жидкости может быть связано с деформацией ее границы. В [1] было рассмотрено движение слоя вязкой жидкости из-за волнообразного движения ограничивающих непроницаемых стенок. Волнообразные возмущения поверхностей стенок и скорость жидкости на стенках считались заданными. Причина изменения формы границы не обсуждается. В случае магнитной жидкости на ее свободную поверхность в магнитном поле действуют магнитные силы, которые деформируют эту поверхность и могут привести к расходному течению. В [2, 3] исследовалось поведение пленки магнитной жидкости на вращающемся горизонтальном диске в неоднородном магнитном поле. Показано, что магнитное поле существенно влияет на форму пленки, например, включение магнитного поля приводит к возникновению движущегося скачка толщины слоя. В [4] экспериментально исследовано движение слоя магнитной жидкости в бегущем магнитном поле. Обнаружена зависимость скорости поверхности от амплитуды, частоты магнитного поля и от толщины слоя. Теоретическое исследование в этой работе было проведено в рамках модели идеальной жидкости.

В данной работе движение слоя несжимаемой магнитной жидкости на твердой подложке (в случае разной геометрии подложек), вызываемое неоднородным магнитным полем, исследуется в рамках модели вязкой жидкости.

Работа проводилась при поддержке РФФИ (проект 05-01-04001-ННИО), Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG, ZI 540/7-1) и гранта Президента РФ НШ-4474.2006.1.

Постановка задачи. Рассматриваются два случая течения слоя несжимаемой вязкой магнитной жидкости в неоднородном магнитном поле: 1) плоское течение слоя по горизонтальной поверхности (рис. 1,а) и 2) течение слоя на цилиндрической подложке (рис. 1,б).

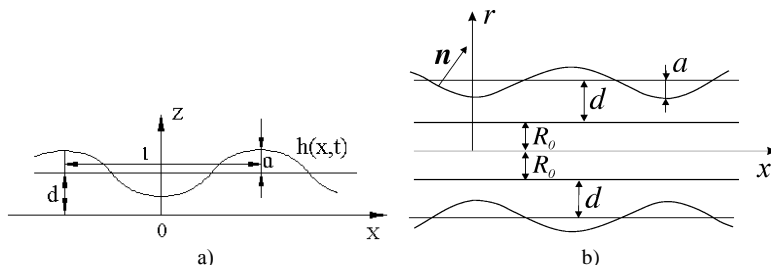


Рис. 1. Слой магнитной жидкости а) на плоской подложке и б) на цилиндрической подложке (d – толщина слоя в покое, R_0 – радиус цилиндрической подложки, a – амплитуда поверхностной волны)

Магнитная проницаемость магнитной жидкости μ предполагается постоянной. Окружающая среда не намагничивается, над свободной поверхностью жидкости давление постоянно. В случае постоянной магнитной проницаемости объемная магнитная сила отсутствует, а влияние магнитного поля проявляется в виде поверхностной силы на свободной поверхности [5]. Гравитация не учитывается. Система уравнений, описывающая движение, состоит из уравнения неразрывности и уравнения Навье-Стокса:

$$\operatorname{div} \mathbf{v} = 0, \quad \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p + \nu \Delta \mathbf{v}$$

Здесь \mathbf{v} и p – вектор скорости и давление жидкости, $\nu = \eta / \rho$ и η – кинематическая и динамическая вязкости жидкости, ρ – плотность жидкости. Граничные условия имеют вид: $\mathbf{v}_T = 0$ – на подложке, и на свободной поверхности ($z = h(x,t)$ – для плоского случая, ($r = R + h(x,t)$) – для слоя на цилиндрической подложке):

$$\left[-p + 2\gamma K + \frac{B_n^2}{8\pi} \left(\frac{1}{\mu} - 1 \right) - \frac{H_\tau^2}{8\pi} (\mu - 1) \right] \mathbf{n} + \tau_{ij} n^j \mathbf{e}^i = 0 \quad (1)$$

Здесь τ_{ij} – компоненты тензора вязких напряжений, K – средняя кривизна свободной поверхности, \mathbf{n} – вектор внешней нормали к поверхности, \mathbf{e}^j – вектора базиса, γ – коэффициент поверхностного натяжения пленки, $B_n = \mu H_n$ – проекция на нормаль вектора магнитной индукции, H_τ – проекция на касательную плоскость вектора напряженности магнитного поля. Магнитное поле \mathbf{H} считается заданным, так как рассматривается безиндукционное приближение $\mu - 1 \ll 1$. При этом магнитная поверхностная сила $B_n^2(1/\mu - 1)/8\pi - H_\tau^2(\mu - 1)/8\pi$ равна $-(\mu - 1)H^2 \mathbf{n} / 8\pi$.

Предположим, что под действием бегущего магнитного поля $\mathbf{H} = H(\xi)$, $\xi = \omega t - kx$ создается бегущая волна на поверхности достаточно тонкого слоя магнитной жидкости: $h = h(\xi)$, $dk = \varepsilon \ll 1$. Введем безразмерные переменные (здесь * относится к размерным переменным):

$$\begin{aligned} x &= x^*k, \quad z = z^*/d, \quad r = r^*/d, \quad h = h^*/d, \quad u = u^*/U_c, \\ w &= w^*/\varepsilon U_c, \quad U_c = \omega/k, \quad \delta = a/d, \quad t = t^*\omega, \quad p = p^*/P, \\ P &= \eta \omega/\varepsilon^2, \quad H^2 = H^{*2}/P, \quad \text{Re} = \rho U_c d/\eta, \quad W = \gamma d k^2/P. \end{aligned}$$

Аналогично тому, как это было сделано в [2] можно упростить безразмерные уравнения и граничные условия и в нулевом приближении по ε получить следующую систему уравнений и граничных условий при $W = O(1)$, $\text{Re} \lesssim 1$ в случае плоской подложки ($\mathbf{v} = (u, 0, w)$):

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial z} = 0, \quad (2)$$

$$z = h: \quad \frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial x} - w = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial z} = 0, \quad p(x, t) = -W \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} - \frac{H^2(x, t)}{8\pi} (\mu - 1),$$

$$z = 0: \quad u = w = 0$$

Здесь H^2 можно считать заданным и при малой толщине слоя h равным $H^2(x, t) = H^2(z=0, x, t)$.

В случае цилиндрической подложки упрощенные безразмерные уравнения имеют вид ($R = R_0/d$):

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} = 0, \quad -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_x}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial r} = 0, \quad (4)$$

$$r = R + h: \quad \frac{\partial v_x}{\partial r} = 0, \quad p = -W \left(\frac{1}{R+h} - \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} \right) - \frac{H^2(\mu-1)}{8\pi}, \quad (5)$$

$$r = R: \quad v_x = v_r = 0$$

Здесь $H^2(x, t) = H^2(r=R, x, t)$, т.к. слой считается тонким.

Из уравнений (2) и граничных условий (3) в случае плоской геометрии получим выражение для компонент скорости:

$$u(x, z, t) = F(x, t) \left(\frac{z^2}{2} - hz \right), \quad F(x, t) = \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (6)$$

$$w(x, z, t) = F(x, t) \frac{\partial h}{\partial x} \frac{z^2}{2} + \frac{\partial F}{\partial x} \left(\frac{h z^2}{2} - \frac{z^3}{6} \right) \quad (7)$$

Из соотношений (3), (6), (7) находим уравнение для h в плоском случае ($Q = \int_0^h u(x, z, t) dz$ – расход жидкости):

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -\frac{\partial Q}{\partial x}, \quad Q = -\frac{Fh^3}{3} \quad (8)$$

В случае $h = h(\xi)$, $\xi = t - x$ (в безразмерном виде) из (8) следует, что объемный расход $Q(\xi) = h(\xi) + C$. Уравнение (8) при $h = h(\xi)$, $H = H(\xi)$, становится обыкновенным дифференциальным уравнением:

$$W \frac{\partial^3 h}{\partial \xi^3} + \frac{(\mu-1)}{8\pi} \frac{\partial H^2}{\partial \xi} = -\frac{3}{h^2} - \frac{3C}{h^3} \quad (9)$$

В случае слоя на цилиндре из (4)-(5) можно получить уравнение для h :

$$\frac{\partial}{\partial t} (2\pi R h + \pi h^2) = -\frac{\partial Q}{\partial x}, \quad Q(x, t) = 2\pi \int_R^{R+h} v_x(r, t) r dr = 2\pi F f(h), \quad (10)$$

$$f(h) = \frac{3(R+h)^4}{16} + \frac{R^4}{16} - \frac{R^2(R+h)^2}{4} - \frac{(R+h)^4}{4} \ln \frac{R+h}{R}$$

Уравнение (10) в случае $h = h(\xi)$, $H = H(\xi)$, становится обыкновенным дифференциальным уравнением:

$$-W \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{1}{R+h} - h'' \right) + \frac{(\mu-1)}{8\pi} \frac{\partial H^2}{\partial \xi} = \frac{2\pi R h + \pi h^2 + C}{2\pi f(h)} \quad (11)$$

Обратные задачи. Пусть задана форма поверхности магнитной жидкости в виде бегущей волны $h = 1 + \delta \cos(\xi)$. В этом случае можно ввести средний расход течения, и он связан с константой интегрирова-

ния C следующим образом: $Q_{mid}(x) = 1 + C$ в плоском случае и $Q_{mid} = 2\pi R + \pi + \pi\delta^2/2 + C$ в случае цилиндрической подложки.

Из полученных выше уравнений (9) и (11) в предположении отсутствия постоянного градиента магнитного поля (градиент магнитного поля – периодическая знакопеременная функция $\int_0^{2\pi} \partial H^2 / \partial \xi d\xi = 0$) можно получить выражения для величины среднего расхода жидкости в слоях. Для горизонтальной подложки в случае произвольной амплитуды:

$$Q_{mid} = 1 + C = 1 - 2(1 - \delta^2) / (2 + \delta^2)$$

Для цилиндрической подложки в линейном приближении ($\delta \ll 1$):

$$Q_{mid} = (\pi/2 + L)\delta^2$$

Здесь $L = \pi(7 + f_1/(f_2 + f_3))/2$, $f_1 = 8(1 + 2R)^2$, $f_2 = -4R^3 - 14R^2 - 12R - 3$, $f_3 = \ln((R + 1)/R)(4R^4 + 16R^3 + 24R^2 + 16R + 4)$.

Уравнения (9) и (11) позволяют вычислить величину магнитного поля, создающего такое движение. Для плоской подложки в случае произвольной амплитуды поверхностной волны величина поля имеет вид:

$$H^2 = H_0^2 - D, \quad D = \frac{8\pi}{\mu - 1} \left(-W\delta \cos(\xi) + \frac{3\delta \sin(\xi)(2 + \delta \cos(\xi))}{(2 + \delta^2)(1 + \delta \cos(\xi))^2} \right)$$

Для цилиндрической подложки в случае малой амплитуды поверхностной волны величина поля имеет вид:

$$H^2 = D_1 \cos(\xi) + D_2 \sin(\xi) + H^2,$$

$$D_1 = -\frac{8(R + 2)RW\pi\delta}{(R + 1)^2(\mu - 1)}, \quad D_2 = \frac{128\pi\delta(R + 1)}{(\mu - 1)(f_2 + f_1)}$$

Здесь H_0 – константа интегрирования, которая выбирается так, чтобы выражение для H^2 было бы неотрицательно. Зависимость размерной амплитуды магнитного поля в линейном случае, когда поле представляется в виде: $H = H_a \sin(\xi + \beta)$, (и для плоской подложки и для цилиндрической подложки) от величины волнового числа имеет минимум при некотором значении k_{min} . Это означает, что уменьшение волнового вектора (увеличение длины волны) до этого значения приводит к уменьшению величины магнитного поля и увеличению размерного среднего расхода. Дальнейшее уменьшение волнового числа приводит к увеличению расхода, но вместе с тем и к увеличению амплитуды магнитного поля, создающего такое течение. Таким образом, оптимальное значение волнового числа должно быть меньше k_{min} .

Задача вычисления формы поверхности слоя магнитной жидкости на плоской подложке в бегущем магнитном поле. Прямая задача. Рассмотрим случай, когда градиент величины магнитного бегущего поля задан в виде периодической функции $\xi = x - t$, например:

$$\frac{(\mu-1)}{8W\pi} \frac{\partial H^2}{\partial \xi} = \varepsilon_H (M_{11} \sin(\xi) + M_{12} \cos(\xi) + M_{21} \sin(2\xi) + M_{22} \cos(2\xi))$$

Здесь $\varepsilon_H \ll 1$ – малый безразмерный параметр, безразмерные константы $M_{ij} \lesssim 1$ считаются заданными. Будем искать толщину слоя в виде $h = 1 + \delta(\xi)$, где $\delta \ll 1$ и $\delta(\xi)$ – периодическая функция, удовлетворяющая условию $\int_0^{2\pi} \delta d\chi = 0$. Функцию δ и C можно искать в виде ряда по малому параметру ε_H : $\delta = \varepsilon_H \delta_1 + \varepsilon_H^2 \delta_2 + \dots$, $C = -1 + \varepsilon_H C_1 + \varepsilon_H^2 C_2 + \dots$. В первом приближении по малому параметру ε_H уравнение (9) принимает вид

$$\frac{\partial^3 \delta_1}{\partial \xi^3} = \frac{-3C_1 - 3\delta_1}{W} (-M_{11} \sin(\xi) + M_{12} \cos(\xi) + M_{21} \sin(2\xi) + M_{22} \cos(2\xi)) \quad (12)$$

Будем искать решение для δ_1 в виде $\delta_1 = C_{11} \sin(\xi) + C_{12} \cos(\xi) + C_{21} \sin(2\xi) + C_{22} \cos(2\xi)$. Подставляя это выражение в (12), получим следующее выражения для констант:

$$C_1 = 0, \quad C_{11} = \frac{W(WM_{12} - 3M_{11})}{9 + W^2}, \quad C_{12} = -\frac{W(WM_{11} + 3M_{12})}{9 + W^2},$$

$$C_{21} = \frac{W(8WM_{22} - 3M_{21})}{9 + 64W^2}, \quad C_{22} = -\frac{W(8WM_{21} + 3M_{22})}{9 + 64W^2}$$

Во втором приближении по малому параметру ε_H уравнение (9) принимает вид

$$\frac{\partial^3 \delta_2}{\partial \xi^3} = \frac{-3C_2 + 6C\delta_2 + 9\delta_1^2}{W} \quad (13)$$

Будем искать решение для δ_2 в виде:

$$\delta_2 = \sum_{n=1}^4 (D_{n1} \sin(n\xi) + D_{n2} \cos(n\xi))$$

Подставляя это выражение в (13) и решая соответствующие уравнения, получим следующие выражения для констант:

$$C_2 = 3(C_{11}^2 + C_{12}^2 + C_{21}^2 + C_{22}^2)/2,$$

$$D_{11} = 9(6C_{11} C_{22} - 6C_{12} C_{21} - W(C_{12} C_{22} + C_{11} C_{21}))/36 + W^2,$$

$$D_{12} = -9(6C_{12} C_{22} + 6C_{11} C_{21} + W(C_{11} C_{22} - C_{12} C_{21}))/36 + W^2,$$

$$D_{21} = (9/2)(-3C_{11} C_{12} + 2W(C_{11}^2 - C_{12}^2))/(9 + 16W^2),$$

$$D_{22} = (9/4)(3C_{11}^2 - 3C_{12}^2 + 8WC_{11} C_{12})/(9 + 16W^2),$$

$$D_{31} = -3(2C_{12} C_{21} + 2C_{11} C_{22} + 9W(C_{12} C_{22} + C_{11} C_{21}))/ (4 + 81W^2),$$

$$D_{32} = 3(-2C_{12} C_{22} + 2C_{11} C_{21} + 9W(C_{12} C_{21} + C_{11} C_{22}))/ (4 + 81W^2),$$

$$D_{41} = -(9/2)(3C_{21} C_{22} + 16W(C_{22}^2 - C_{21}^2))/ (9 + 1024W^2),$$

$$D_{42} = -(9/4)(3C_{22}^2 - 3C_{21}^2 - 64WC_{21} C_{22})/ (9 + 1024W^2).$$

Используя полученное решение можно определить средний расход в таком течении при заданном магнитном поле и рассчитать форму поверхности жидкости на горизонтальной подложке. При $\varepsilon_H = 0,3/W$, $M_{ij} = 1$ форма поверхности h изображена на рис. 2,а: 1) «+» – $W = 10$, безразмерный расход равен $Q_{mid} = 0,0025$, 2) «o» – $W = 5$, безразмерный расход равен $Q_{mid} = 0,008$, 3) «линия» – $W = 1$, безразмерный расход равен $Q_{mid} = 0,03$.

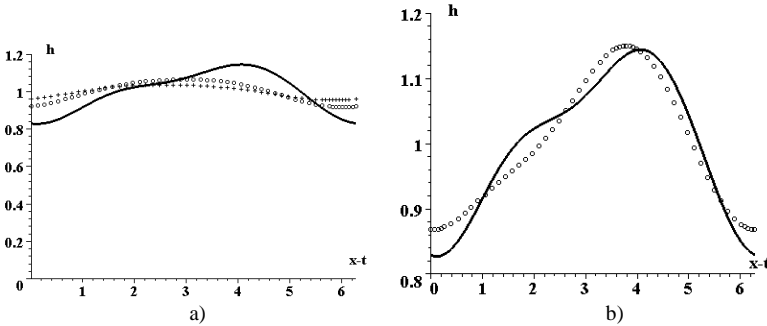


Рис.2

Форма поверхности h при $W = 1$, $\varepsilon_H = 0,3$ изображена на рис. 2,б: 1) «o» – все $M_{ij} = 1$ кроме $M_{21} = M_{32} = M_{4i} = 0$, 2) «линия» – $M_{ij} = 1$. Безразмерный расход равен $Q_{mid} = 0,03$. Зависимость среднего безразмерного расхода Q_{mid} от параметра W при $\varepsilon_H = 0,3$ и $M_{ij} = 1$ изображена на рис. 3.

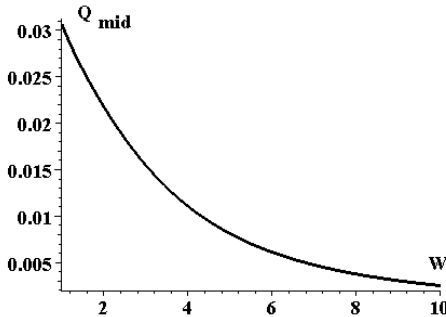


Рис. 3

Выводы. Для каждой геометрии слоя (плоской и цилиндрической) получено дифференциальное уравнение в частных производных относительно толщины слоя, связывающее его с величиной магнитного поля и поверхностным натяжением. В случае бегущего магнитного поля и бегущей поверхностной волны полученное уравнение становится обыкновенным дифференциальным уравнением третьего порядка относительно толщины слоя. С использованием этого уравнения решены задачи определения среднего расхода и магнитного поля, создающего течение слоя с синусоидальной бегущей поверхностной волной, для различных геометрий слоя. Обнаружена не монотонная зависимость амплитуды магнитного поля от волнового вектора, что позволяет сузить диапазон значений волнового вектора, оптимальных для создания максимального среднего расхода при минимальном магнитном поле. Решена прямая задача определения среднего расхода и формы поверхности плоского слоя в заданном бегущем магнитном поле. Показано, что зависимость среднего расхода от безразмерного параметра W , пропорционального поверхностному натяжению, монотонно убывающая, и конфигурация магнитной силы и поверхностное натяжение существенно влияют на форму поверхности.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. J.C. Burns, T. Parkes, Peristaltic motion // *J. Fluid Mech.* – 1967. – V. 29 part 4. – P. 731-743.
2. I V.A. Naletova, L.G. Kim, V.A. Turkov, Hydrodynamics of a horizontally rotating thin magnetizable liquid film // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1995. – V. 149. – P. 162-164.
3. V.A. Naletova, V.A. Turkov, Film thickness discontinuity generation in a magnetic field // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1999. – V. 201. – P. 346-349.
4. H. Kikura, T. Sawada, T. Tanahashi, L.S. Seo, Propagation of surface waves of magnetic fluid in traveling magnetic fields // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1990. – V. 85. – P. 167-170.
5. R.E. Rosensweig, *Ferrohydrodynamics*, Cambridge University Press, 1985.

СТРУКТУРНАЯ САМООРГАНИЗАЦИЯ В ТОНКОМ СЛОЕ ФЕРРОСУСПЕНЗИИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННОГО ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ПОЛЯ

Кашевский С.Б., Прохоров И.В.

Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси
ул. П. Бровки, 15, Минск, 220072, Беларусь
e-mail: bekas@itmo.by

Один из традиционных способов придания полимерному материалу новых свойств заключается во введении в полимерную матрицу дисперсных частиц. Электрические, механические, тепловые, оптические и другие свойства получаемых таким образом композиционных материалов определяются как их составом, так и пространственной структурой частиц дисперсной фазы. Большой интерес представляет возможность принудительного формирования в объеме полимерной матрицы желаемой структуры наполнителя. Работы в этом направлении имеют давнюю историю и связаны с применением электрического или магнитного стационарных полей (см. [1]). Качественно новые возможности открывает явление диссипативной самоорганизации частиц дисперсной магнитной фазы, возникающее при воздействии вращающихся магнитных полей в условиях, сильно неравновесных по ориентационным переменным [2]. Известно, что равновесию дисперсной ферромагнитной фазы в жидкой матрице при воздействии статического магнитного поля отвечает система вытянутых вдоль поля цепочек и жгутов частиц; при этом построение равновесной структуры происходит за конечное время релаксации. При воздействии поля переменной ориентации, период изменения которого меньше времени структурной релаксации, в системе взаимодействующих диполей могут возникать когерентные структуры диссипативного типа. Динамические процессы в системах подвижных взаимодействующих частиц при воздействии вращающегося поля представляют интересный физический объект, привлекая в последнее время заметный интерес [2-5]. В этих работах поведение частиц рассматривают при воздействии вращающегося поля круговой поляризации. Дополнительные возможности для управления динамической структурой предоставляет изменение формы вращающегося поля, в частности – применение поля эллиптической поляризации. Для монослоя частиц этот вопрос рассмотрен нами в [6]. В докладе представлены результаты изучения процессов самоорганизации дисперсной магнитной фазы, возникающие при воздействии быстро

вращающегося поля эллиптической поляризации в слоях конечной толщины.

Компьютерная модель коллективной динамики феррочастиц в высокочастотном пределе. Стационарное динамическое состояние системы феррочастиц при воздействии вращающегося поля зависит от относительной частоты вращения поля ν , определяемой так отношение частоты ω к критической частоте $\omega^* = \pi I^2 / 18\eta$ синхронного с полем вращения пары контактирующих магнитных частиц. Здесь I – намагниченность частицы, η – вязкость жидкости: $\nu = 18\omega\eta / \pi M^2$. В высокочастотном пределе ($\nu \gg 1$), когда смещение частиц за период вращения поля ничтожно мало, поведение системы на временах, больших по сравнению с периодом поля, можно описывать стационарным псевдопотенциалом диполь-дипольного взаимодействия, получаемым путем усреднения истинного потенциала по ориентационным переменным за период изменения поля. Рассмотрим взвешенную в жидкости пару одинаковых сферических магнитомягких частиц радиусом a , на которые действует внешнее магнитное поле, конец вектора напряженности которого описывает эллипс. Свяжем с эллипсом поляризации декартову систему координат X, Y, Z таким образом, что плоскость поляризации лежит в плоскости Y, Z , причем ось Y совпадает с длинной осью эллипса поляризации. Обозначив положительные направления осей X, Y, Z единичными векторами $\mathbf{n}, \mathbf{\tau}, \mathbf{k}$, вектор напряженности поля определим соотношением $\mathbf{H} = H_{oy} \cos \omega t \mathbf{\tau} + H_{oz} \sin \omega t \mathbf{k}$ ($H_{oy} > H_{oz}$). Потенциал дипольного взаимодействия частиц α, β имеет вид

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

где $\mathbf{R}_{\beta\alpha} = R_{\beta\alpha} \mathbf{p}_{\beta\alpha}$ – радиус-вектор между центрами частиц, \mathbf{h} – единичный вектор в направлении поля. Для рассматриваемого случая поля эллиптической поляризации и малой величины ($\mathbf{m} = a^3 \mathbf{H}(t)$), усреднение по времени за период изменения поля дает

$$\langle U_{\beta\alpha} \rangle = \frac{a^6 \langle H^2 \rangle}{R_{\beta\alpha}^3} - \frac{3a^6 \langle H^2 \rangle}{R_{\beta\alpha}^3} \frac{1}{2 - \varepsilon^2} \left[(1 - \varepsilon^2) (1 - (\mathbf{p}_{\beta\alpha} \mathbf{n})^2) + \varepsilon^2 (\mathbf{p}_{\beta\alpha} \mathbf{\tau})^2 \right],$$

где $\langle H^2 \rangle = 1/2 H_{oy}^2 + 1/2 H_{oz}^2$, $\varepsilon = (1 - \lambda^2)^{1/2}$ – эксцентриситет эллипса поляризации, $\lambda = H_{oz}/H_{oy}$ – отношение короткой полуоси эллипса поляризации к длинной. Силу, с которой частица β действует на α , запишем в виде:

$$\mathbf{F}_m^{\beta\alpha} = -\partial \langle U_{\beta\alpha} \rangle / \partial \mathbf{R}_\alpha = \frac{3a^6 \langle H^2 \rangle}{R_{\beta\alpha}^4} \frac{1}{2 - \varepsilon^2} \left[(2\varepsilon^2 - 1) \mathbf{p}_{\beta\alpha} + \varepsilon^2 \left[2\boldsymbol{\tau}(\boldsymbol{\rho}\boldsymbol{\tau}) - 5\rho(\boldsymbol{\rho}\boldsymbol{\tau}) \right] - (1 - \varepsilon^2) \left[2\mathbf{n}(\boldsymbol{\rho}\mathbf{n}) - 5\rho(\boldsymbol{\rho}\mathbf{n}) \right] \right].$$

Чтобы исключить взаимное проникновение частиц, вводим модельную силу, непроницаемость границ задается «жестко». Силу, действующая на частицу α со стороны всех остальных частиц, находим суммированием сил парного взаимодействия, уравнения движения частиц записываем в форме

$$\frac{d\mathbf{R}_\alpha}{dt} = \frac{\mathbf{F}_\alpha}{6\pi\eta a}, \quad \alpha = 1, 2, \dots, N,$$

начальное распределение частиц в исследуемом объеме задаем генератором случайных чисел.

Методика экспериментального исследования. Схема установки для изучения процесса структурообразования в эллиптически поляризованном поле представлена на рис. 1 Исследуемый образец 1 помещается в кювету 2, представляющую собой две горизонтально расположенные тонкие стеклянные пластины, разделенные прокладками 5, задающими толщину слоя. Кювета помещается в поле, создаваемое двумя парами катушек Гельмгольца, 3 и 4. Последние создают синусоидально изменяющееся однородное магнитное поле заданной напряженности в вертикальной и горизонтальной плоскостях относительно плоскости исследуемого слоя. Питание пар тока 8 и 10. Усилитель 10 запитывается непосредственно от генератора Г6-28, а усилитель 8 через блок регулировки фазы 9, в качестве которого использовался блок регулировки фазы другого аналогичного генератора. Два датчика Холла 14, расположенные перпендикулярно друг другу, регистрируют магнитные поля в вертикальной и горизонтальной плоскостях. Сигнал с датчиков Холла подается на входы У и Х осциллографа 12. При этом фазовые и амплитудные параметры процесса намагничивания образца регистрируются в горизонтальной и вертикальной плоскостях и определяются по фигурам Лиссажу на экране осциллографа.

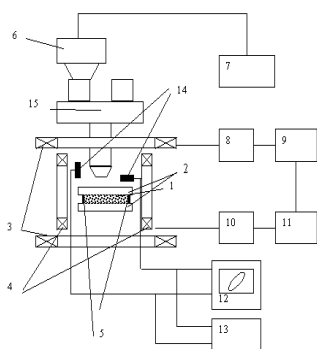


Рис. 1

Визуальная регистрация процесса осуществляется с помощью микроскопа 5, видеокомпьютерная регистрация – с помощью видеокамеры 6 и персонального компьютера 7.

Результаты исследования. Исследовалась дисперсия сферических частиц карбонильного железа Р-10 средним размером 3 мкм в глицерине с добавлением ПАВ. Объемная концентрация частиц c составляла 0.005, 0.01, 0.02, 0.04 и 0.08, толщина слоя – 20, 40, 75 и 150 мкм, соотно-

шение амплитуд ($\lambda = H_{0\perp} : H_{0\parallel}$) меняется от 4:0 (поле линейно поляризовано поперек слоя) до 0:4 (поле линейно поляризовано вдоль слоя). Максимальное значение амплитуды каждой из составляющих поля 40 Э. Изучена трансформация структуры при пошаговом изменении конфигурации поля от перпендикулярного слою до параллельного. В линейно поляризованном поле, действующем перпендикулярно слою, образуются примерно равноудаленные отдельно стоящие вертикальные цилиндрические столбики диаметр которых увеличивается с толщиной слоя и концентрацией суспензии. Появление горизонтальной составляющей поля приводит к трансформации горизонтального сечения столбиков из цилиндрического в эллиптическое, с длинной осью эллипса вдоль горизонтальной составляющей поля. Степень удлинения столбиков при малых λ увеличивается с увеличением λ монотонно, при этом столбики остаются изолированными. При некотором пороговом значении λ отдельные столбики сливаются, соединяясь друг с другом свободными концами, структура приобретает качественно новый, слоистый характер. На рис. 2 изображены структуры, сформированные на этапе круговой поляризации. На рис. 3 изображена кинетика образования слоистой структуры в слое 2%-ой суспензии толщиной 20 мкм при переходе к круговой поляризации. Снимки получены в последовательные моменты времени 0, 12с, 24с, 36с, 48с, 1мин 15с, 1мин 30с, 2 мин, 4мин 20с, 8мин 30с. При небольших толщинах слоя суспензии дисперсные слои в целом изолированы друг от друга, отдельные контакты между слоями редки и могут рассматриваться как дефекты слоистой структуры. Однако с увеличением горизонтальной составляющей магнитного поля и толщины слоя суспензии число дефектов структуры возрастает. Наконец, при достаточ-

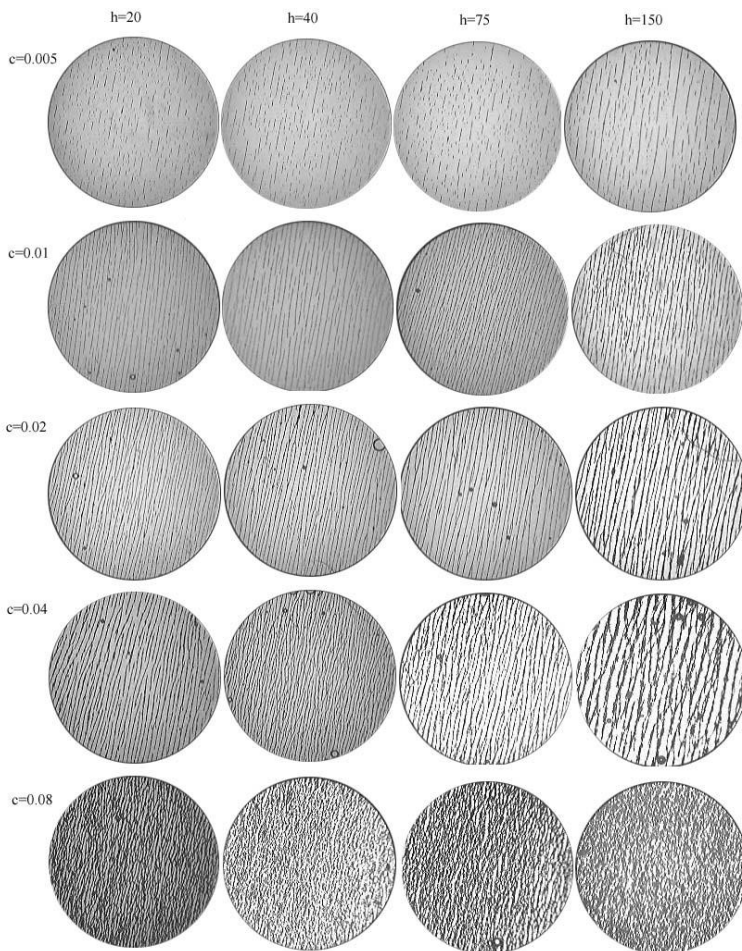


Рис. 2

Н гав-
 ляющей эллипса поляризации приводит ооковому слиянию первичных дисперсных слоев.

На рис. 4 проиллюстрирована кинетика объединения дисперсных слоев первичной структуры для 2%-ой суспензии в зазоре 40 мкм при изменении эллипса поляризации от $\lambda = 3:4$ к $2:4$. Снимки сделаны в последовательные моменты времени: 0, 1 мин, 1 мин 45с, 2 мин 30с, 7 мин 25с, 7 мин 40с, 8 мин 10с.

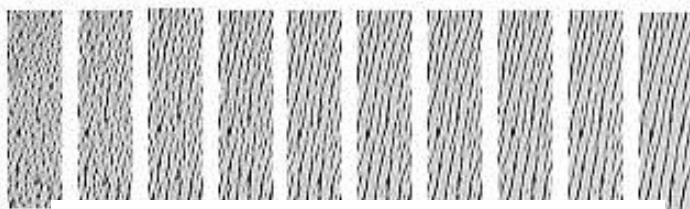


Рис. 3

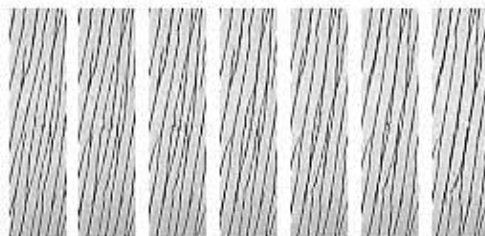


Рис. 4

Для $c=0.005$ сияния слоев не наблюдается, но уже для $c=0.01$ оно возникает в полях, эллипс поляризации которых вытянут в плоскости слоя. Для $c=0.04$ и более структура, построенная в полях с поляризацией, близкой к круговой, далее слабо чувствительна к изменению эллипса поляризации. Результаты численного исследования, из-за ограниченного числа частиц в расчетах, отражают наблюдения только на начальной стадии процесса.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Гуть В.Е., Шенфиль Л.З. Электропроводящие полимерные композиции. – М.: Химия, 1984.
2. Кашевский Б.Э. // Коллоидный журнал. – 2003. – Т. 65. – С. 211.
3. Miguel M.C., Rubi J.M. // J. Coll. Interface Sci. – 1995. – V.172. – P. 214.
4. Fernigier M., Gast A.P. // J MMM. – 1993. – V. 122. – P. 46.
5. Melle S., Calderon O.G., Fuller G.G., Rubio M.A. // J. Coll. Interface Sci. – 2002. – V. 246. – P. 80-87.
6. Кашевский С.Б. // Коллоидный журнал. – 2006. – Т. 68. – С.65.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ДВИЖЕНИЯ КАПЛИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В МАГНИТНОМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЯХ

Копылова О.С., Диканский Ю.И., Закинян Р.Г., Шацкий В.П.
Ставропольский государственный университет
355009, г. Ставрополь, ул. Пушкина, 1 «а»; факс (8652)35-40-33
E-mail: zolterxp@list.ru

Интерес к исследованию особенностей движения капель жидкости в газовой и жидкой средах связан с проблемами физики эмульсий и аэрозолей, в частности с их поведением в поле сил тяготения. Новый импульс такого рода исследованиям был дан в связи созданием магниточувствительных эмульсий и аэрозолей, в которых в роли дисперсной среды выступают микрокапли магнитной жидкости [1–3]. В настоящей работе проведено экспериментальное исследование и анализ особенностей движения капель магнитной жидкости в жидкой и газовой средах при воздействии магнитного и электрического полей.

Первоначально было исследовано движение капли магнитной жидкости при одновременном действии перпендикулярно направленных однородного переменного электрического и однородного постоянного магнитного полей. Однородное электрическое поле создавалось между двумя тонкими параллельно расположенными алюминиевыми пластинами на расстоянии 2 см друг от друга, на которые подавалось переменное напряжение частотой 50 Гц. Пластины располагались вертикально в сосуде с глицерином, капли магнитной жидкости вводились с помощью шприца между верхними концами пластин на одинаковом расстоянии от них. Таким образом, направление напряженности электрического поля было перпендикулярно направлению скорости движения капли, обусловленной действием силы тяжести. Однородное магнитное поле создавалось с помощью кубической пятисекционной катушки (сконструированной согласно [4]), длина ребра которой составляла 0,35 м, и было направлено вдоль направления движения капли. Измерение времени падения капли проводилось при помощи электронного секундомера с точностью до 0,01 секунды. Параллельно проводилась съемка движения капли магнитной жидкости цифровой видеокамерой с последующим анализом его особенностей с помощью компьютера.

Обнаружено, что при движении капли магнитной жидкости в однородном переменном электрическом поле время падения капли при увеличении напряженности переменного электрического поля увели-

чивается, (капля начинает двигаться медленнее). При этом видеосъемка показала, что воздействие переменного электрического поля приводит к деформации капли, величина которой остается неизменной (т.е. не изменяется согласно изменению напряженности поля в течение периода колебаний), что объясняется превышением времени релаксации формы периода колебаний поля. Наблюдаемое изменение формы капли при воздействии электрического поля приводит к изменению коэффициента сопротивления движению, что в свою очередь и приводит к замедлению ее движения. При одновременном действии электрического и магнитного полей форма капли магнитной жидкости определяется как магнитными так и электрическими напряжениями, что, несомненно, представляет интерес с точки зрения повышения эффективности управления ее формой и, как следствие, характером ее движения. В частности, дополнительное действие магнитного поля на вытянутую электрическим полем каплю может приводить при некотором значении напряженности магнитного поля к достижению компенсации деформации капли в случае, когда направления полей ортогональны. На рис. 1 представлена зависимость времени падения капли при одновременном действии электрического и магнитного полей от напряженности магнитного поля: график 1 – напряжение на пластинах $U = 2\text{кВ}$ и график 2 – $U = 1,6\text{кВ}$.

Точка пересечения графиков 1 и 2 на рис. 1 соответствует времени падения τ для случая компенсации действия электрического и магнитного полей, оно оказалось равным (в пределах погрешности) времени падения капли магнитной жидкости в отсутствии действия полей.

Далее было исследовано движение капли магнитной жидкости при одновременном действии неоднородного переменного электрического и неоднородного постоянного магнитного полей. Неоднородное электрическое поле создавалось с помощью алюминиевых пластины и стержня, закрепленных в сосуде с прозрачными стенками, заполненном глицерином. Капля вводилась в сосуд между стержнем и пластиной, и начинала двигаться под действием силы тяжести. При подаче напряжения на стержень и пластину на каплю кроме сил тяжести и сопротивления действует пондеромоторная сила, обусловленная действием неоднородного электрического поля и направленная перпендикулярно скорости движения. В результате этого движение капли становится криволинейным, т.е. капля начинает отклоняться от первоначального направления движения. При включении неоднородного магнитного поля (направление которого совпадает с направлением электрического поля) каплю можно вернуть к первоначальному направ-

лению движения, т.е. осуществить компенсацию отклонения капли от первоначального направления движения, вызванного действием неоднородного электрического поля путем дополнительного воздействия неоднородным магнитным полем.

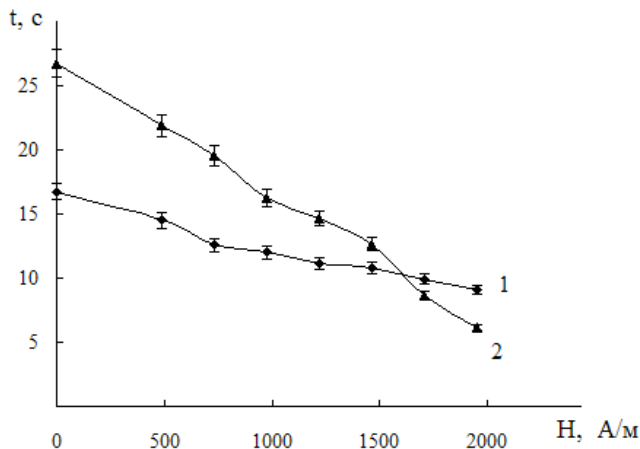


Рис.1. Зависимость времени падения капли магнитной жидкости в однородном магнитном и электрическом полях: 1 – $U = 2$ кВ, 2 – $U = 1,6$ кВ

Для описания движения капли магнитной жидкости в этом случае необходимо решить уравнение движения:

$$m \frac{dv}{dt} = mg + \mathbf{F}_A + \mathbf{F}_C + \mathbf{F}_3 + \mathbf{F}_M, \quad (1)$$

где \mathbf{F}_A – сила Архимеда, \mathbf{F}_C – сила Стокса, \mathbf{F}_3 – электрическая сила, \mathbf{F}_M – магнитная сила.

Рассмотрим движение капли вдоль оси x . Тогда уравнение (1) в проекции на ось x примет вид:

$$m \frac{dv_x}{dt} = f_x - \alpha v_x, \quad (2)$$

где $f_x = F_{3x} - F_{Mx}$, $\alpha = 6\pi\eta R$.

Разделив переменные и проинтегрировав, получим

$$\ln \left(\frac{f_x - \alpha v_x}{f_x} \right) = -\frac{\alpha}{m} \cdot t.$$

Повторное интегрирование дает выражение для смещения капли вдоль оси x :

$$x = \frac{f_x}{\alpha} \cdot t + \frac{f_x m}{\alpha^2} \exp\left(-\frac{\alpha}{m}\right) - \frac{f_x m}{\alpha^2},$$

или

$$x = \frac{F_{эx} - F_{mx}}{6\pi\eta R} \left(t + \frac{m}{6\pi\eta R} \exp\left(-t \frac{6\pi\eta R}{m}\right) - \frac{m}{6\pi\eta R} \right). \quad (3)$$

Для дальнейшего описания смещения капли по оси x необходимо найти выражение, для f_x , которое определяется разностью электрической и магнитной сил.

Известно, что в неоднородном электрическом поле на тело, обладающее электрическим моментом, действует сила, определяемая выражением $F_{эx} = P_3 \frac{\partial E}{\partial x}$. Учитывая, что момент диэлектрической капли, помещенной в диэлектрическую среду с отличной от материала капли диэлектрической

проницаемостью равен $P_3 = 4\pi\epsilon_0 \frac{\left(\frac{\epsilon_i}{\epsilon_e} - 1\right)V}{1 + \left(\frac{\epsilon_i}{\epsilon_e} - 1\right)n} E$, для электри-

ческой силы получим выражение:

$$F_{эx} = \frac{(\epsilon_i - \epsilon_e)V}{\epsilon_e + (\epsilon_i - \epsilon_e)n} E \frac{\partial E}{\partial x}. \quad (4)$$

Проведенные по аналогии расчеты модуля магнитной силы дают выражение:

$$F_{mx} = \frac{(\mu_i - 1)V}{1 + (\mu_i - 1)n} \frac{B}{\mu_0} \frac{\partial B}{\partial x}. \quad (5)$$

Таким образом, при осуществлении компенсации магнитной силы электрической, из условия равенства сил можно определить магнитную или диэлектрическую проницаемости конкретного образца магнитной жидкости, а также диэлектрическую проницаемость среды, в которую погружена капля. Отметим, однако, что проведенные расчеты для диэлектрической проницаемости магнитной жидкости не дают достаточно хорошего согласия с ее значением, определенным стандартным методом. Это может быть связано с неучетом возможности накопления свободных зарядов на межфазных границах капли.

Аналогичные исследования были проведены в случае движения капли в газовой среде (воздухе). Неоднородное электрическое поле создавалось между алюминиевым цилиндром и закрепленным в его центре стержнем, расположенными вдоль вертикали. Капля магнитной жидкости, двигаясь в неоднородном постоянном электрическом поле вдоль стержня, отклонялась к нему на некоторое расстояние. При дополнительном включении неоднородного магнитного поля, каплю можно вернуть к первоначальному направлению движения, т.е. осуществить компенсацию действия магнитной и электрической сил. Было обнаружено, что при освещении пространства, в котором двигалась капля, ультрафиолетовым светом, ее отклонение становится меньше, а для осуществления компенсации необходимо воздействие магнитной силы меньшей величины. В случае использования переменного электрического поля подобного эффекта не наблюдается – в этом случае величина отклонения капли не изменяется. Это объясняется тем, что кроме дипольного электрического момента, обусловленного поляризацией капли в электрическом поле, капля магнитной жидкости обладает также индуцированным дипольным моментом, связанным с наличием свободных зарядов в ней. Проведенные теоретические расчеты при использовании результатов экспериментальных исследований позволили определить величину индуцированного на поверхности капли свободного заряда, величина которого оказалась равной $q = 5.61 \cdot 10^{-12}$ Кл.

Таким образом, проведенные исследования позволяют сделать вывод о возможности эффективного управления движением капли магнитной жидкости с помощью магнитных и электрических полей.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Диканский Ю.И., Цеберс А.О., Шацкий В.П. Свойства магнитных эмульсий в электрическом и магнитном полях // Магнитная гидродинамика. – 1990. – №1. – С. 32–38.
2. Patent № 3981844 USA. Stable emulsions and method for preparation the refor / Roman Kim L.T., Briareliff N.Y. – 1976.
3. Диканский Ю.И., Киселев В.В. Магниточувствительные аэрозоли и перспективы их применения // Магнитная гидродинамика. – 1998. – Т. 34, № 3. – С. 263–266.
4. Кифер И.И. Испытания ферромагнитных материалов. – М.: Л., Госэнергоиздат, 1962. – 544с.

ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИИ СИСТЕМЫ ЭЛЕКТРОДОВ НА ЭЛЕКТРОКОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛОБМЕН ПЛОСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Войтко Е.А., Шаталов А.Ф.

Северо-Кавказский государственный технический университет
355029, г. Ставрополь, просп. Кулакова, 2. Тел. (8652) 95-68-08;
Факс (8652) 95-68-08; E-mail: ciu@stv.runnet.ru.



Войтко Евгений Анатольевич окончил Северо-Кавказский государственный технический университет в 2004 году. С 2004 года аспирант кафедры теоретической и общей электротехники СевКавГТУ. Автор 2 научных публикаций. Область научных интересов теплообмен в жидкостях.



Шаталов Андрей Федорович окончил Ставропольский государственный педагогический институт в 1983 году. С 1989 года аспирант кафедры теоретической физики СГПИ. В 1994 году защитил кандидатскую диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. С 1985 года работает в СевКавГТУ, в 1998 году избран доцентом кафедры ТОЭ. Имеет более 50 научных публикаций. В настоящее время доцент кафедры ТОЭ СевКавГТУ. Область научных интересов теплообмен в жидкостях.

В работе изложены результаты исследования электроконвективного теплообмена плоской пластины, погруженной в трансформаторное масло. Ставилась задача найти оптимальное соотношение между числом игольчатых электродов, межэлектродным напряжением и расстоянием от охлаждаемой поверхности до острия игольчатых электродов, при котором наблюдается максимум интенсификации теплообмена.

В опытах поверхность пластины, не контактирующая с маслом тщательно теплоизолировалась, электрическое поле создавалось подведением постоянного регулируемого напряжения к пластине и перпендикулярно располагаемым к ней иглам. Расстояние l_0 от острия иглы до плоскости в опытах изменяли, менялась, так же, ориентация всей ячейки в пространстве относительно вектора массовых сил и количество игольчатых электродов.

Оценка интенсивности теплообмена проводилась относительным коэффициентом $\alpha^* = \alpha_{эл} / \alpha_{грав}$, где $\alpha_{эл}$, $\alpha_{грав}$ интегральные ко-

коэффициенты теплоотдачи при электрической и гравитационной конвекции соответственно. Интегральные коэффициенты теплоотдачи рассчитывали по стандартной методике с использованием соотношения $\alpha = q/(T_{CT} - T)$, где q – удельный тепловой поток к жидкости, находимый по мощности тока в пластине-нагревателе, T_{CT} – температура нагревателя, определяемая методом термометра сопротивления, T – температура масла на удалении от нагретой поверхности, фиксируемая ртутным термометром с ценой деления 0.5 град.

Первая серия опытов проведена при расположении игл над охлаждаемой поверхностью. Как следует из графиков (рис. 1) относительное увеличение коэффициента α^* при напряжениях до 3 кВ прямо растет с увеличением числа электродов. При больших напряжениях зависимость оказывается более сложной. Характерно, что при малых межэлектродных расстояниях, начиная с 4 кВ зависимость $\alpha^*(U)$ заметно ослабевает, при больших расстояниях она приближается к линейной в рассмотренном диапазоне напряжений.

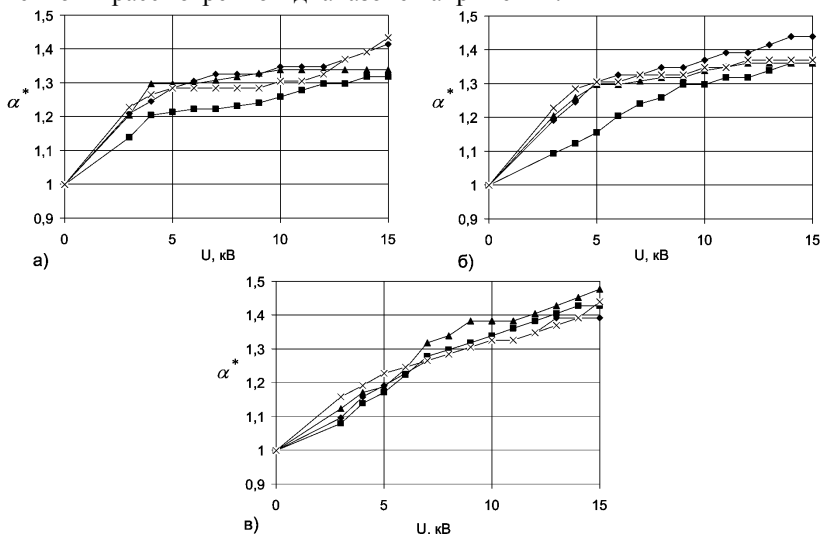


Рис. 1. Зависимость относительного коэффициента теплоотдачи α^* от межэлектродного расстояния и количества игольчатых электродов: а) $l_0 = 3$ мм; б) $l_0 = 10$ мм; в) $l_0 = 20$ мм. Количество игл: ■ – $n = 1$; ▲ – $n = 2$; ◆ – $n = 3$; × – $n = 4$

Обнаружилось существенное влияние на функциональную зависимость $\alpha^*(U)$ расстояния l_0 между острием игл и нагретой поверхно-

стью. Как следует из графиков $\alpha^*(U)$, уменьшение межэлектродного расстояния сопровождается уменьшением относительного коэффициента теплоотдачи.

Такая зависимость, на первый взгляд противоречит тому обстоятельству, что с ростом напряженности электрического поля интенсивность электроконвективных явлений, а стало быть, и коэффициент теплоотдачи должны возрастать. Действительно, с уменьшением расстояния напряженность электрического поля между электродами растет, однако, объем области, где происходит электроконвективное течение, напрямую связан не только с напряженностью поля, но и с межэлектродным расстоянием [3]. Для оценки развитости электрического течения в [4] введено безразмерное число

$$\Gamma = l_0 \cdot \sigma / (v \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0), \quad (1)$$

где σ – удельная электрическая проводимость жидкости, v – скорость потоков. Данное число дает отношение времени пересечения жидкостью межэлектродного промежутка ко времени релаксации электрического заряда. В сосуде, размер которого соизмерим с межэлектродным расстоянием течение охватывает всю жидкость, когда число Γ принимает значения более 90 [4]. В нашем случае размеры сосуда велики по отношению к межэлектродному промежутку, поэтому течению подвержена лишь часть объема. Размер области, охваченной течением в радиальном к оси иглы направлении определяются формулой [3]

$$R = (0,75 - 1) \cdot S \quad (2)$$

В свою очередь, размер S в осевом направлении пропорционален межэлектродному напряжению U

$$S = 0,016 \cdot U \quad (3)$$

и занимает только межэлектродный промежуток (при $\Gamma=90$). Дальнейшее повышение напряжения уже не вызывает заметного роста величины R и соответственно коэффициента теплоотдачи. Исходя из сказанного, понятно, что уменьшение межэлектродного расстояния l_0 должно приводить также к уменьшению площади нагревателя, омываемой электроконвективными потоками и поэтому к понижению интегрального коэффициента теплоотдачи.

В случае с несколькими игольчатыми электродами ввиду зависимости S и R от напряжения U , между электродами при высоких значениях напряжения наблюдается сложное взаимодействие между гравитационными и ЭГД потоками, а также взаимодействие ЭГД потоков соседних игольчатых электродов между собой, что приводит к снижению коэффициента теплоотдачи.

Остановимся теперь на зависимости коэффициента теплоотдачи от ориентации электродной системы по отношению к отвесной линии рис. 2.

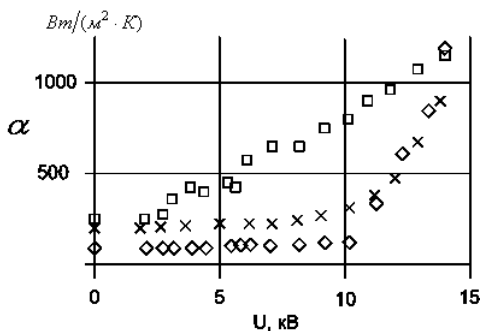


Рис. 2. Зависимость коэффициента теплоотдачи от межэлектродного напряжения при различной ориентации по отношению к вектору массовых сил: □ – нагреватель снизу, × – нагреватель сбоку, ◇ – нагреватель сверху

Рассмотрим вначале расположение нагретой поверхности сверху от иглы. Подача на электродную систему напряжения не меняет коэффициент теплоотдачи вплоть до 10 кВ. С дальнейшим повышением напряжения коэффициент α резко нарастает по степенной зависимости, далее по линейной с угловым коэффициентом порядка 0,06, вплоть до напряжений 25-30 кВ. Гравитационная конвекция в этом случае отсутствует, так как теплые слои удерживаются у нагревателя силами плавучести, а теплообмен без поля осуществляется теплопроводностью. Чтобы привести нагретые слои в движение у горячей поверхности ЭГД поток должен иметь достаточную кинетическую энергию. Таковая приобретает лишь при межэлектродных напряжениях 10 кВ, что соответствует безразмерному числу $\Gamma=70$. Следует указать, что в аналогичных условиях, без градиента температуры расчет и опыты дают значение $\Gamma=90$ и, соответственно, более низкое межэлектродное напряжение. Очевидно, такая поправка к числу Γ , обуславливается взаимодействием между собой набегающих электроконвективных потоков с перегретым слоем масла, удерживаемым у нагревателя силами плавучести.

При расположении нагретой пластины снизу наблюдается сложное взаимодействие конвективных и электрогидродинамических потоков, результатом которого является уменьшение порогового напряжения до 2500 В и линейный рост коэффициента α вплоть до его стабилизации.

При вертикальном расположении нагретой пластины, а иглы сбоку от нее, ситуация самая сложная в силу того, что взаимодействуют между собой горизонтальные электроконвективные потоки и вертикальные гравитационные. В этом случае нижняя часть пластины имеет локальный перегрев по отношению к верхней. Интегральный коэффициент теплоотдачи растет пропорционально квадрату межэлектродного напряжения.

Подводя итог сказанному можно сделать следующие выводы:

1) для эффективного управления коэффициентом теплоотдачи плоской пластины необходимо чтобы между поперечным размером охлаждаемой поверхности и межэлектродным расстоянием была связь, определяемая формулой (1), ее можно достичь расположением не одной, а нескольких игл, межэлектродное напряжение следует находить из соотношения (3). При небольшом напряжении увеличение коэффициента теплоотдачи происходит с увеличением числа игольчатых электродов;

2) изменяя расстояние между острием иглы и плоскостью, удастся регулировать величину углового коэффициента $\alpha(U)$;

3) влияние на зависимость $\alpha(U)$ ориентации нагретой поверхности по отношению к отвесной линии обуславливается взаимодействием гравитационных и электроконвективных потоков.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Болога М.К., Гросу Ф.П., Кожухарь И.А. Электроконвекция и теплообмен. – Кишинев: Штиинца, 1977. – 320 с.
2. Попов А.А., Шаталов А.Ф., Кожевников В.М. Особенности теплообмена плоской поверхности при взаимодействии естественноконвективных и ЭГД потоков // 10 юбилейная Международная Плесская конференция по магнитным жидкостям / Сб. науч. трудов. – Плесс, Россия, 2002. – С. 276-280.
3. Остроумов Г.А. Взаимодействие электрических и гидродинамических полей. – М.: Наука, 1979. – 319 с.
4. Стишков Ю.А., Остапенко А.А. Электродинамические течения в жидких диэлектриках. – Ленинград, изд. Ленинградского университета, 1989. – 119 с.

СТРУКТУРЫ ТРЕХМЕРНОЙ ТЕРМОМАГНИТНОЙ КОНВЕКЦИИ В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

Краков М.С.

Белорусский национальный политехнический университет
220027, Беларусь, г. Минск, пр. Независимости, 65,
т/факс +375-(0)17-231-00-52, E-mail: mkrakov@belsonet.net

Никифоров И.В.

Белорусский государственный университет
220030, Беларусь, г. Минск, пр. Независимости, 4,
т. +375-(0)17-209-55-32, E-mail: nikiforov@bsu.by



Краков Михаил Самуилович окончил БГУ в 1974 году. Работал до 1982 года в Институте тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова. В 1980 году защитил диссертацию на соискание степени кандидата физико-математических наук по теме «Исследование волн на поверхности магнитной жидкости». С 1982 по 1987 – старший научный сотрудник Белорусского технологического университета. С 1987 года по настоящее время работает в Белорусском национальном политехническом университете – вначале старшим научным сотрудником, а с 1992 – профессором. В 1991 году защитил докторскую диссертацию на тему «Интенсификация теплообмена и снижение гидродинамического сопротивления с помощью магнитоожидкостных покрытий». Имеет 143 научных публикации, в том числе три монографии, 70 статей, 25 авторских свидетельств, 34 статьи в иностранных журналах.



Никифоров Иван Васильевич окончил БГУ в 1981 году. С окончания университета работает научным сотрудником, а затем ассистентом и доцентом кафедры «Вычислительной математики» БГУ. В 1993 году защитил диссертацию на соискание степени кандидата физико-математических наук по теме «Численное моделирование сопряженных задач обтекания магнитной жидкости». Имеет 22 научных публикации, в том числе 14 статей.

1. Введение. Конвективные структуры течения жидкости в пористой среде широко исследуются на протяжении последних тридцати лет. Результаты исследований имеют широкое применение в промышленности и в геологии. Во многих работах проводится исследование возникновения и развития конвективных потоков в двумерной камере, которую можно рассматривать как сечение плоского канала, при нагреве снизу [1-4]. Число же работ, в которых проводится исследование трехмерной конвекции в пористой среде весьма ограничено [5-9].

В подогреваемом снизу пористом кубе, заполненном жидкостью, возникают различные конвективные структуры течения. В настоящее время обнаружено десять таких структур [9]. Интересным фактом является существование нескольких структур в одном и том же диапазоне числа Рэлея. Структура конвекции обуславливает интенсивность теплопереноса в кубической полости. Поэтому представляется важным найти средство управления, которое позволяет «переключать» конвективное течение с одного режима (структуры) на другой при фиксированном числе Рэлея. Если пористую среду заполнить магнитной жидкостью, то таким средством управления может быть однородное внешнее магнитное поле. В силу несовпадения границ магнитной жидкости в замкнутой полости с силовыми линиями магнитного поля происходит неизбежное искажение поля внутри объема. Неоднородное магнитное поле может само вызвать конвективное течение или оказать значительное влияние на существующую конвекцию.

Ранее задача термомагнитной конвекции в пористой среде рассматривалась в двумерной постановке [10]. Были получены интересные результаты, из которых следует вывод, что магнитное поле может не только интенсифицировать процесс теплопереноса, но и в некоторой мере подавлять. Целью настоящего исследования является численный анализ возникающей в однородном внешнем магнитном поле естественной термомагнитной конвекции в пористой кубической полости и взаимное влияние термомагнитной и гравитационной конвекции.

2. Определяющие уравнения. Течение магнитной жидкости в однородной изотропной пористой среде, заполняющей замкнутую кубическую полость, рассматривается в рамках модели Дарси. Куб равномерно подогревается снизу, охлаждается сверху и имеет теплоизолированные боковые стенки. Жидкость и пористая среда находятся в локальном термодинамическом равновесии и обладают одинаковыми коэффициентами теплоемкости.

Термомагнитная конвекция в пористой среде в приближении Буссинеска описывается безразмерной системой уравнений

$$\nabla \cdot \vec{U} = 0, \quad (1)$$

$$\vec{U} + \nabla P + \theta M \nabla H \text{Ra}_m = \text{Ra} \theta \vec{j}, \quad (2)$$

$$\nabla^2 \theta - \vec{U} \cdot \nabla \theta = 0, \quad (3)$$

$$\nabla \cdot (\mu \nabla \Phi) = 0. \quad (4)$$

Здесь \vec{U} – вектор скорости, P – давление, θ – температура, Φ – скалярный магнитный потенциал, связанный с напряженностью магнитного поля отношением $\vec{H} = \nabla\Phi$, $\mu = (H + M)/H$ – магнитная проницаемость, \vec{j} – единичный вектор, направленный вверх. Зависимость намагниченности M от магнитного поля аппроксимируется выражением $M(H) = M_s H / (H + H_T)$, где постоянная H_T имеет смысл величины напряженности магнитного поля, для которого намагниченность жидкости равна половине намагниченности насыщения M_s [11].

В систему уравнений входят два безразмерных комплекса – число Рэлея (Рэлея – Дарси) Ra и магнитное число Рэлея Ra_m :

$$Ra = g\beta LK\Delta T / \nu\alpha, \quad Ra_m = \mu_0 M_s^2 \beta K \Delta T / \rho\nu, \quad (5)$$

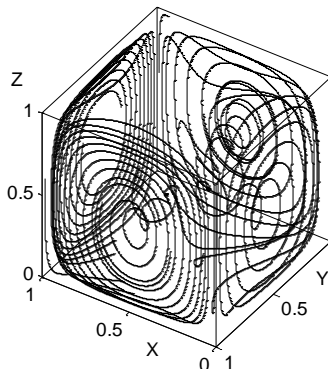
где g – ускорение свободного падения, β – коэффициент объемного расширения, L – высота куба, K – проницаемость пористой среды, ΔT – разность температур на горизонтальных стенках, ν – кинематическая вязкость, ρ – плотность жидкости, α – коэффициент температуропроводности.

Для численного решения уравнений (1–3) в кубической полости использовалась конечно-разностная аппроксимация на равномерной разнесенной сетке узлов размером 61^3 . Задача решалась в естественных переменных алгоритмом проекционного типа, который использовался для решений полных уравнений Навье–Стокса [12]. Для аппроксимации конвективных членов в (3) использовались разности ориентированные против потока.

Уравнение (4) относительно потенциала Φ решалось методом конечных элементов [13]. Внешняя по отношению к кубу область разбивалась на 6 подобластей – гексаэдров, каждый из которых покрывался неравномерной конечно-элементной сеткой узлов размером $61 \times 61 \times 51$. Узлы неравномерной сетки распределялись таким образом, чтобы расстояние от стенок куба до численной «бесконечности» превышало размер куба в 50 раз. На бесконечности отклонение от однородного внешнего поля полагалось равным нулю. Все дискретные уравнения решались в едином итерационном цикле.

3. Результаты. В неоднородно нагретой жидкости при отсутствии поля ($Ra_m = 0$) термомагнитный механизм не действует и конвекция определяется только архимедовой силой. В соответствии с линейным анализом [14], конвекция в нагреваемом снизу кубе возникает при критическом числе Рэлея Ra_c равном $4\pi^2$. В численных расчетах

$Ra_c = 39.5$. Структура конвекции, которую будем обозначать далее $S1$, имеет вид двумерного вала (рис. 1), ось вращения которого проходит через центр куба параллельно боковым стенкам. Такая двумерная структура не может существовать в кубе при числах Рэлея больше 200 [8]. В настоящей работе при значении $Ra=190$ происходит переход к структуре из двух параллельных валов, что соответствует результатам [9]. Одной из первых открытых трехмерных структур конвекции в кубе



была структура $S2$, образованная суперпозицией четырех вихрей, расположенных вдоль боковых стенок (рис. 2).

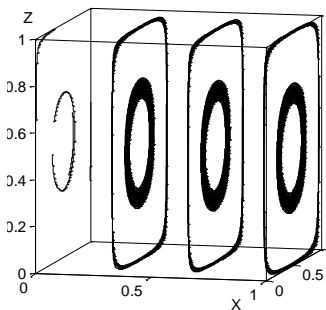


Рис. 1. Линии тока $Ra = 60, Ra_m = 0$

Рис. 2. Линии тока $Ra = 200, Ra_m = 0$

В качестве критерия интенсивности теплопереноса используется интегральное число Нуссельта $Nu = -\int_S (\partial\theta/\partial n) dS$. Зависимость $Nu(Ra)$ представлена на рис. 3. Из рисунка видно, что на начальном этапе конвективного течения двумерная структура $S1$ переносит больше тепла, чем трехмерная $S2$ при выполнении условия $Ra \leq 96.1$.

В работе [8] такое доминирование теплопереноса двумерной структуры происходит при числах $Ra \leq 97$.

Расчеты термомагнитной конвекции проводились при фиксированном значении числа Рэлея $Ra = 60$, которое допускает в отсутствие поля только два режима $S1$ и $S2$. Усиление магнитного поля приводит к тому, что эти две начальные структуры течения сменяются новыми. Структура $S1$ при $Ra_m = 15$ сменяется структурой $S3$, основу которой составляет доминирующее течение в диагональной плоскости рис. 4. Вдоль трех боковых ребер поток направлен вниз, а вдоль четвертого вверх. Исоповерхность поля температур напоминает при этом всплывающего ската. Структура $S2$ также сменяется структурой $S3$,

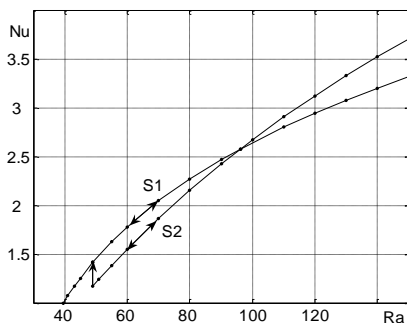


Рис. 3. Зависимость $Nu(Ra)$, при $Ra_m = 0$

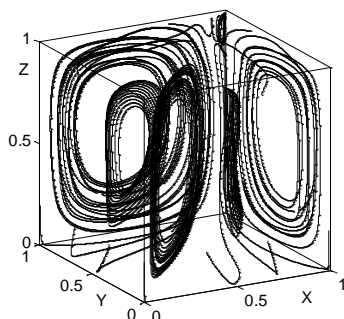


Рис. 4. Линии тока $Ra = 60, Ra_m = 20$

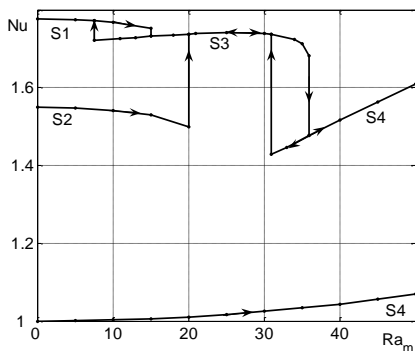


Рис. 5. Зависимость $Nu(Ra_m)$, при $Ra = 60$

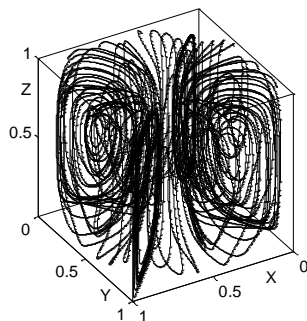


Рис. 6. Линии тока $Ra = 60, Ra_m = 20$

но при $Ra_m = 20$ в соответствии с рис. 5. Структура $S3$ остается стабильной вплоть до критического значения $Ra_m = 36$, при котором она сменяется тороидальной структурой $S4$ рис. 6. В центре куба расположен мощный теплый восходящий поток, который остывает на верхней стенке и спускается вниз вдоль боковых ребер, замыкая картину течения.

Нижняя кривая на рис. 5 получена для термомагнитной конвекции в отсутствии гравитации, т.е. $Ra = 0$. В этом случае существует единственная структура $S4$. Интересно, что интенсивность термомагнитной конвекции, судя по величине Nu , при этом относительно невелика. Однако это не мешает магнитному полю оказывать заметное влияние на структуры гравитационной конвекции, определять переходы от одной структуры к другой, причем с гистерезисом, и значительно (до 20%) изменять интенсивность теплопередачи через исследуемый объем (рис. 5).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Horne R.N. & O'Sullivan M.J. Oscillatory convection in porous medium heated from below. *J. Fluid Mech.* 66(1974), pp. 339–352.
2. Caltagirone J.P. Thermoconvective instabilities in a horizontal porous layer. *J. Fluid Mech.* 72(1975), pp. 269–287.
3. Kimura S., Schubert G. & Straus J.M. Instabilities of steady, periodic and quasi-periodic modes of convection in porous media. *J. Heat Transfer* 109(1987), pp. 350–355.
4. Graham M.D. & Steen P.H. Plume formation and resonant bifurcations in porous media convection. *J. Fluid Mech.* 272(1994), pp. 67–89.
5. Kimura S., Schubert G. & Straus J.M. Time-dependent convection in a fluid saturated porous cube heated from below. *J. Fluid Mech.* 207(1989), pp. 153–189.
6. Steen P.H. Pattern selection for finite-amplitude convection states in boxes of porous media. *J. Fluid Mech.* 136(1983), pp. 219–241.
7. Horne R.N. Three-dimensional natural convection in confined porous medium heated from below. *J. Fluid Mech.* 92(1979), pp. 751–766.
8. Schubert G. & Straus J.M. Three-dimensional and multicellular steady and unsteady convection in fluid-saturated porous media at high Rayleigh numbers. *J. Fluid Mech.* 94(1979), pp. 25–38.
9. Sezai I. Flow patterns in a fluid-saturated porous cube heated from below. *J. Fluid Mech.* 523(2005), pp. 393–410.
10. Krakov M.S., Nikiforov I.V. Thermomagnetic convection in a porous enclosure in the presence of outer uniform magnetic field. *J. of Magnetism and Magnetic Materials.* 289(2005), pp. 278–280.
11. Вислович А.Н. Феноменологическое уравнение статического намагничивания магнитных жидкостей // *Магнитная гидродинамика*. – 1990. – №2. – С. 54–60.
12. Chorin A.J. Numerical solution of the Navier-Stokes equations. *Math.Comput.* 22(1968), pp. 745–762.
13. Сильвестер П., Феррари Р. Метод конечных элементов для радиоинженеров и инженеров-электриков. – М.: Мир, 1986. – 229 с.

14. Beck J.L. Convection in a box of porous material saturated with fluid. *Phys. Fluids* 15(1972), pp. 1377–1383.

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА КРИСТАЛЛИЗАЦИЮ СОЛЕЙ В ВОДНОМ ПОТОКЕ

**Кошоридзе С.И., Левин Ю.К., Полотнюк О.Я.,
Шафранова Е.И., Яновский Ю.Г.**

Институт прикладной механики РАН
119991, г. Москва, Ленинский просп., 32А. Факс. 938 0711;
e-mail: iam@ipsun.ras.ru

Кошоридзе Семен Иосифович, канд. ф-м. наук, старший научный сотрудник Института прикладной механики РАН.

Левин Юрий Константинович, канд. техн. наук, заместитель директора Института прикладной механики РАН.

Полотнюк Олег Ярославович, канд. хим. наук, старший научный сотрудник Института прикладной механики РАН.

Шафранова Елена Иосифовна, канд. биол. наук, старший научный сотрудник Института прикладной механики РАН.

Яновский Юрий Григорьевич, д-р техн. наук, профессор, директор Института прикладной механики РАН.

Уменьшение интенсивности накипеобразования на панелях теплообменников путем магнитной обработки воды исследовалось в течение полувека [1-8]. Однако единой теоретической концепции, согласованной с накопленным экспериментальным материалом, пока не выработано. В настоящей работе обсуждаются причины уменьшения накипи (которая по химическому составу представляет собой карбонат кальция CaCO_3) в случае, когда магнитная обработка производится неоднородным поперечным магнитным полем.

1. Изменение концентрации ионов под действием неоднородного магнитного поля

В водном потоке на ионы Ca^{+2} и CO_3^{-2} действует сила Лоренца:

$$F_L = \mu_0 q e v H, \quad (1)$$

где μ_0 – константа магнитной проницаемости; q – кратность заряда иона; e – заряд электрона; v – скорость потока, H – напряженность магнитного поля, направления силы Лоренца, скорости потока и магнитного поля взаимно ортогональны. Пусть сила Лоренца направлена по оси z , а магнитное поле неоднородно, т.е. $H=H(z)$.

Известно [9], что скорость дрейфа ионов $V_{dp}(z)$ в поле некоторой силы, в нашем случае – силы Лоренца, определяется формулой:

$$V_{dp}(z) = \eta F_L(z), \quad (2)$$

где η – подвижность иона, определяемая выражением:

$$\eta = \tau / m, \quad (3)$$

где τ – среднее время между столкновениями иона с другими молекулами в растворе; m – масса иона.

Пусть в слое толщиной dz распределены ионы с концентрацией n . В ходе дрейфа в поле силы $F_L(z)$, с учетом его неоднородности, интервал dz за время dt изменяется на величину $dV_{dp}(z)dt$. Очевидно, концентрация ионов в этом слое обратно пропорциональна его толщине, что выражается соотношением:

$$\frac{n}{n + dn} = \frac{dz + dV_{dp}(z)dt}{dz}.$$

Решение данного уравнения имеет следующий вид:

$$n = n_0 \exp \frac{-dV_{dp}(z)}{dz} t,$$

где n_0 – концентрация ионов в начальный момент времени $t = 0$.

Отсюда следует условие повышения концентрации ионов при их дрейфе в магнитном поле:

$$\frac{dV_{dp}(z)}{dz} < 0.$$

Конечно, для ионов с противоположными зарядами одновременно в одной точке пространства это условие невыполнимо. Поэтому следует обеспечить выполнение этого условия раздельно для катионов Ca^{+2} и анионов CO_3^{-2} .

Это условие обеспечивается, если напряженность магнитного поля вдоль выбранного направления z изменяется так, как показано на рис. 1:

$$H_H(z) = H_0 + \Delta H_H |Z - Z_0|, \quad (4)$$

$$H_B(z) = H_0 + \Delta H_B |Z - Z_0|, \quad (5)$$

где Z_H и Z_B – границы водного потока, $Z_0 = \frac{Z_H + Z_B}{2}$ – координата средней линии потока по оси z .

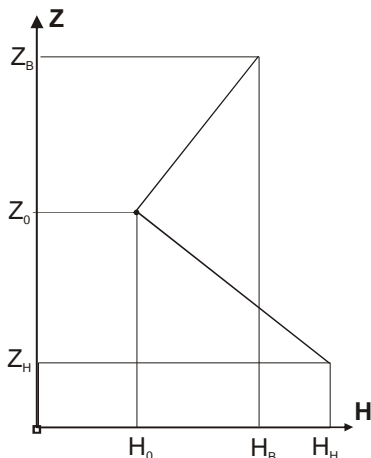


Рис. 1. Вид неоднородности магнитного поля $H_Y(Z)$ в объеме водного потока

В этом случае ионы противоположных знаков Ca^{+2} и CO_3^{-2} движутся навстречу друг другу в объеме водного потока. С приближением к оси трубопровода их концентрация постоянно нарастает. В осевой части потока, т.е. при $z = Z_0$, где произведение концентраций $[\text{Ca}^{+2}][\text{CO}_3^{-2}]$ будет максимальным, обеспечивается лавинообразное протекание процесса формирования зародышей – центров кристаллизации и их быстрого роста. При этом в верхнем и нижнем пристеночных слоях ($Z = Z_H$ и $Z = Z_B$) произведение концентраций $[\text{Ca}^{+2}][\text{CO}_3^{-2}]$ будет снижаться вследствие неоднородного распределения ионов в объеме из-за их дрейфа в поле силы Лоренца. У одной из стенок это относится, например, к ионам CO_3^{-2} , у другой – к ионам Ca^{+2} . Но в том и другом случаях вблизи стенки произведение концентраций $[\text{Ca}^{+2}][\text{CO}_3^{-2}]$, определяющее скорость процесса кристаллизации, уменьшается.

Этим может обеспечиваться экспериментально наблюдаемый эффект усиления шлакообразования в объеме раствора и снижения образования накипи на стенках теплообменников.

Из вышеизложенного следует, что снижение образования накипи при магнитной обработке воды может быть объяснено формированием зон, где концентрация ионов повышается и процессы кристаллизации становятся более интенсивными, а также уменьшением концентрации ионов в пристеночных областях.

2. Объяснение эффекта «памяти» при магнитной обработке

Рассмотрим поведение вновь сформировавшихся кристаллических зародышей после их выхода из зоны магнитной обработки и покажем, что «память» о магнитной обработке раствора сохраняется в его новых кинетических характеристиках.

Пересыщение раствора ΔC , определяющее скорость роста кристаллов CaCO_3 , согласно работе [4], описывается выражением:

$$\Delta C = C - C_0 \exp\left(\frac{a}{R} - \Delta h\right), \quad (6)$$

где C – концентрация соли в растворе; C_0 – номинальная растворимость; a – численный коэффициент, определяемый экспериментально; R – радиус частицы; Δh – феноменологический параметр, отображающий влияние магнитного поля на степень пересыщения раствора, причем предполагалось, что скорость изменения радиуса частицы пропорциональна перенасыщению раствора: $dR(t)/dt \approx \Delta C$.

Зависимость $\Delta C(R)$ представлена на рис. 2 (кривая а), соответствующем отсутствию магнитного поля, т.е. при значении $\Delta h = 0$ в выражении (6).

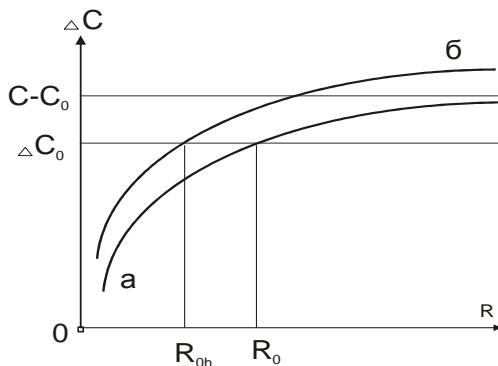


Рис. 2. Зависимости $\Delta C(R)$ [4]: кривая a – в отсутствие магнитного поля ($\Delta h = 0$), кривая b – после его наложения ($\Delta h > 0$)

Этот рисунок, в частности, интересен тем, что позволяет наглядно отобразить смысл характеристики «растворимость». Она справедлива лишь вблизи бесконечной границы (поверхности) раздела жидкой и твердой фаз, т.е. при радиусе частицы $R \rightarrow \infty$. Для малых

частиц величина пересыщения становится меньше номинального значения растворимости, а при $R < R_0 = \frac{a}{\ln \frac{C}{C_0}}$ (на основании уравнения 6)

раствор становится даже ненасыщенным, и частицы начинают растворяться, причем тем быстрее, чем меньше их радиус.

Преобразованием формулы (6) получаем выражение:

$$\Delta C = \Delta C_0 + C_0 \Delta h \exp\left(\frac{a}{R}\right),$$

где ΔC – при $\Delta h > 0$, а ΔC_0 – при $\Delta h = 0$. Отсюда следует, что зависимость $\Delta C(R)$ (кривая а на рис.2) после наложения магнитного поля

$\Delta h > 0$ сдвигается вверх на величину $C_0 \Delta h \exp\left(\frac{a}{R}\right)$ (кривая б на рис. 2).

При этом на величину $\frac{a\Delta h}{\left(\ln \frac{C}{C_0}\right)\left(\ln \frac{C}{C_0} + \Delta h\right)}$ уменьшается значе-

ние радиуса частицы, соответствующего динамически равновесному состоянию системы раствор/кристалл, когда размер частиц не меняется во времени.

Следовательно, после выхода из зоны магнитной обработки кристаллы CaCO_3 имеют увеличенные размеры и им, как показано на рис. 2, соответствует большая степень пересыщения. С учетом вышеизложенного в результате магнитной обработки кинетика раствора соли CaCO_3 должна сдвигаться в сторону выделения твердой фазы из раствора, что действительно подтверждается реальной практикой [1].

Таким образом, известное явление магнитной «памяти», т.е. сохранения эффекта магнитной обработки после окончания воздействия магнитного поля, можно объяснить изменением размера кристаллов соли в зоне магнитной обработки с учетом зависимости пересыщения раствора от указанного параметра.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Классен В.И. Омагничивание водных систем // М.: Химия, 1982. – 296 с.
2. Бондаренко Н.Ф., Гак Е.З. Электромагнитные явления в природных водах // Л.: Гидрометеоздат, 1984. – 187 с.
3. Дерягин Б.В., Чураев Н.В. Новые свойства жидкостей // М.: Наука, 1971. – 162 с.
4. Михельсон М.Л. Определение скорости роста и растворения кальцита в омагниченном водном растворе бикарбоната кальция // Коллоидный журнал. – 1977. – Т. 38. – № 4. – С. 821-822.

5. Михельсон М.Л. Проявление силы Лоренца при совместном и раздельном воздействии электрических и магнитных полей на растворы // Коллоидный журнал. – 1977. – Т. 39. – № 3. – С. 577-578.
6. Физико-химическая механика дисперсных структур в магнитных полях / Круглицкий Н.Н. (ред.). – Киев: Наукова думка, 1976. – 241 с.
7. Богорош Т. Вопросы накипеобразования // Киев: Выща шк., 1990. – 92 с.
8. Присяжнюк В.А. Физико-химические основы предотвращения кристаллизации солей на теплообменных поверхностях // Сантехника, отопление, кондиционирование. – 2003. – № 10. – С. 26-30.
9. Фейнман Р. и др. Фейнмановские лекции по физике // М.: Мир, 1965. – 335 с.
10. Паничев С.А., ЮФФА А.Я. Химия. Основные понятия и термины // М.: Химия, 2000. – 544 с.
11. Глинка Н. Л. Общая химия // Л.: Химия, 1972. – 712 с.

ВПИТЫВАНИЕ МАГНИТОРЕОЛОГИЧЕСКИХ СУСПЕНЗИЙ В КАПИЛЛЯРЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Журавский Н.А., Коробко Е.В., Новикова З.А.

Государственное научное учреждение «Институт тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова» Национальной Академии наук Беларуси
220072, Беларусь, г. Минск, ул. П. Бровки, 15. Факс 375 (17) 232-25-13;
E-mail: srgor@hmti.ac.by



Журавский Николай Анатольевич окончил физический факультет Белорусского государственного университета (г. Минск) в 1993 году. В 2006 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по теме: «Предел текучести и сдвиговая деформация магнитореологических суспензий в магнитном поле». Имеет 14 научных публикаций, в том числе 11 статей, 1 патент Республики Беларусь, 2 статьи в иностранных журналах. В настоящее время является научным сотрудником Института тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова Национальной Академии наук Беларуси. Научно-исследовательская работа в области магнитореологических суспензий поощрялась грантом БРФФИ №Т04-096.



Коробко Евгения Викторовна окончила физический факультет Белорусского государственного университета (г. Минск) в 1971 году. В 1975 году защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по теме: «Исследование течения и теплообмена слабопроводящих суспензий в соосно-цилиндрических каналах-конденсаторах». В 1996 году защитила диссертацию на соискание ученой степени доктора технических наук по теме: «Гидромеханика структурированных жидкостей». Имеет 236 научных публикаций, в том числе 172 статьи, 44 авторских свидетельства на изобретение и патентов РФ, 68 статей в иностранных журналах. В настоящее время является проф., зам. директора, зав. лабораторией Института тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова Национальной Академии наук Беларуси. Научно-исследовательская работа в области магнитореологических суспензий поощрялась грантом БРФФИ №Т04-096.



Новикова Зоя Анатольевна окончила Минский радиотехнический институт в 1970 году. Имеет 20 научных публикаций, в том числе 16 статей, 1 авторское свидетельство СССР на изобретение, 2 патента РФ, 1 патент США, 5 статей в иностранных журналах. В настоящее время является научным сотрудником Института тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова Национальной Академии наук Беларуси.

Эффективное управление с помощью внешних электромагнитных воздействий кинетикой впитывания и формой свободной поверхности слабопроводящих жидкостей в капилляре за счет регулирования поверхностных свойств является актуальной задачей. Например, уменьшение поверхностного натяжения дает возможность воздействи-

ем внешнего электрического сигнала изменять высоту капиллярного поднятия электропроводящей жидкости [1]. Изменение краевого угла смачивания позволяет управлять процессом растекания капель электропроводящих и электрореологических жидкостей [2, 3] и стабилизировать жидкие микроструктуры [3].

Ранее было выявлено, что на капиллярное поднятие магнитных жидкостей оказывает влияние внешнее магнитное поле: под действием неоднородного магнитного поля столбик магнитной жидкости устремляется в область более сильных полей и скорость процесса возрастает [4]. В однородном поле увеличивается высота поднятия с ростом индукции. Скорость и время поднятия зависят от ориентации магнитного поля и влияния силы тяжести [5]. Вопросы течения в капиллярах магнитореологических суспензий (МРС), обладающих в отличие от магнитных жидкостей способностью к мощному структурированию в магнитных полях до настоящего времени не рассматривались.

Целью данной работы является экспериментальное определение влияния магнитного поля на процесс капиллярного поднятия МРС в вертикальном капилляре. Методика проведения эксперимента следующая: в начальный момент времени капилляр опускается своим нижним торцом в МРС, находящуюся в плоском сосуде. При этом за счет капиллярных сил начинается поднятие столбика МРС в капилляре. Так как площадь поверхности сосуда намного больше площади поперечного сечения капилляра, то при поднятии МРС уровень суспензии в сосуде изменялся незначительно. Капилляр и сосуд помещаются в магнитное поле, создаваемое электромагнитом. Вектор индукции магнитного поля направлен параллельно капилляру. Через определенные промежутки времени капилляр фотографируется, что позволяет зафиксировать кинетику движения и форму мениска МРС. В экспериментах применялись стеклянные капилляры с внутренними диаметрами 0.27, 0.45, 0.6 и 0.8 мм.

Использовались суспензии на основе карбонильного железа (дисперсионная среда – масло Mobil) и МРС на основе диоксида хрома (дисперсионная среда – масло ПМС-100).

Как показал эксперимент, исследованные МРС частично смачивают стенки капилляра, угол смачивания θ является острым. Кривые поднятия МРС на основе карбонильного железа в капилляре с диаметром 0.27 мм (графики изменения высоты столбика МРС в капилляре с течением времени) в отсутствие магнитного поля и в магнитных полях при значениях индукции 5 и 14 мТл представлены на рис. 1.

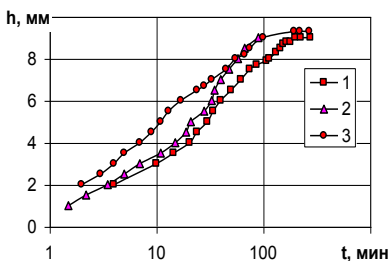


Рис. 1. Кривые капиллярного поднятия МРС на основе карбонильного железа в капилляре диаметром 0.27 мм: 1 – без магнитного поля; 2 – индукция магнитного поля 5 мТл; 3 – 14

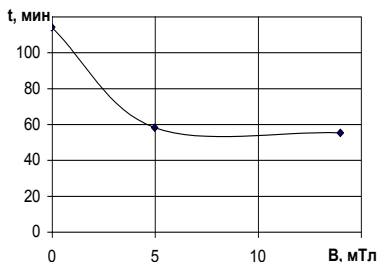


Рис. 2. Зависимость времени капиллярного поднятия МРС на основе карбонильного железа от индукции магнитного поля

Следует отметить, что процесс поднятия МРС в капилляре до максимальной высоты развивается медленно. В то время как для магнитных жидкостей [5] характерное время поднятия не превышало 20 с, для МРС процесс занимал 2–3 ч.

Влияния величины индукции магнитного поля на максимальную высоту поднятия не обнаружено, в исследуемом диапазоне значений магнитной индукции B для всех случаев высота составила 9 мм. Поскольку высота поднятия жидкости в капилляре

$$h = \frac{2\sigma \cos \theta}{\rho g r}, \quad (1)$$

где r – радиус капилляра, σ – коэффициент поверхностного натяжения, то значение величины $\sigma \cos \theta$ оказывается равным 0.022 Н/м. Это соответствует капиллярному давлению $\Delta p = \rho g h = 3.4 \cdot 10^2$ Па.

В капилляре с большим внутренним диаметром 0.8 мм максимальная высота поднятия h составляет 3 мм. Это соответствует значению $\sigma \cos \theta$, равному 0.023 Н/м, что хорошо согласуется с экспериментами, выполненными на капилляре диаметром 0.27 мм. Капиллярное давление соответственно составляет $1.1 \cdot 10^2$ Па.

Независимость максимальной высоты поднятия от индукции магнитного поля позволяет сделать вывод: магнитное поле в исследованном диапазоне индукции и для указанных размеров капилляра не оказывает значительного воздействия на поверхностное натяжение и краевой угол смачивания данной МРС.

В то же время установлено, что в магнитном поле ускоряется движение МРС в капилляре. Зависимость времени поднятия от индук-

ции магнитного поля показана на рис. 2. В качестве характерного времени поднятия взято время, за которое столбик достигает 90 % максимальной высоты. При индукции магнитного поля порядка 10 мТл время поднятия МРС снижается в два раза.

Диапазон значений индукции магнитного поля, при которых возможно капиллярное поднятие, ограничен. В полях с индукцией 20 мТл и выше не удалось обнаружить какого-либо существенного поднятия данной МРС, поскольку в этом диапазоне значения предела текучести превышают капиллярное давление.

Суспензии на основе диоксида хрома имеют меньшую плотность (около 1.0 г/см^3 по сравнению с 3.8 г/см^3 для МРС на основе карбонильного железа). Поэтому они способны подниматься на большую высоту, как следует из (1). Кроме того, отмечено, что процесс поднятия происходит с более высокой скоростью, характерное время поднятия составляет 20–40 мин. Кривые капиллярного поднятия для суспензии на основе диоксида хрома в капилляре с внутренним диаметром 0.6 мм показаны на рис. 3. Величина капиллярного давления в этом случае составила $9.8 \cdot 10^1 \text{ Па}$. Для этой суспензии величина $\sigma \cos \theta$ равна 0.014 Н/м. Поскольку МРС на основе диоксида хрома имеет другие реологические свойства, поднятие происходит и при больших значениях индукции магнитного поля, чем в первом случае, где диапазон B ограничен 20 мТл.

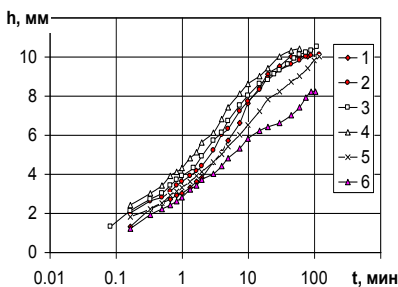


Рис. 3. Кривые капиллярного поднятия МРС на основе диоксида хрома в капилляре диаметром 0.6 мм: 1 – без магнитного поля; 2 – индукция магнитного поля 12 мТл; 3 – 17.5; 4 – 25; 5 – 35; 6 – 60

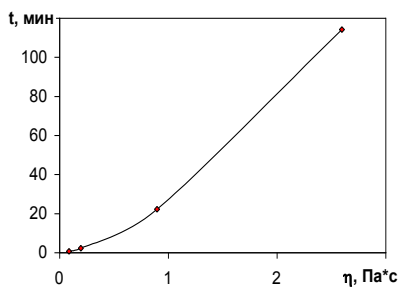


Рис. 4. Зависимость времени капиллярного поднятия от эффективной вязкости МРС (в отсутствие магнитного поля)

Для МРС на основе диоксида хрома магнитное поле также практически не влияет на окончательную высоту поднятия в диапазоне до 35 мТл в капиллярах диаметром 0.45 и 0.6 мм. В магнитных полях с

индукцией более 35 мТл в таких капиллярах наблюдается некоторое снижение высоты капиллярного поднятия (например, в капилляре диаметром 0.6 мм – с 10 до 8 мм в поле с индукцией 60 мТл, рис. 3, кривая 6). В капилляре диаметром 0.27 мм при увеличении индукции магнитного поля значительно снижается высота поднятия МРС, начиная с 15 мТл (с 20 до 7.5 мм), что может быть связано с перекрытием пристенных менисков и изменением σ .

Реологические эксперименты позволили установить, что для всех исследованных составов время поднятия увеличивается в степенной зависимости с ростом эффективной вязкости МРС. Зависимость времени капиллярного поднятия от эффективной вязкости МРС (в отсутствие магнитного поля) показана на рис. 4.

Высота поднятия обратно пропорциональна диаметру капилляра, что иллюстрирует рис. 5, где приведены кривые капиллярного поднятия МРС на основе диоксида хрома в отсутствие магнитного поля в капиллярах разного диаметра.

Поле изменяет скорость заполнения капилляра. Характерное время поднятия МРС в зависимости от индукции магнитного поля показано на рис. 6. В магнитных полях с индукцией до 25 мТл происходит ускорение движения мениска, время поднятия снижается от 1.5 до 4 раз в капиллярах различного диаметра, затем при больших значениях индукции магнитного поля на капиллярный процесс начинает оказывать влияние изменение реологических свойств МРС под действием поля. В магнитных полях при значениях индукции свыше 30 мТл наблюдается замедление скорости поднятия, в полях с индукцией свыше 60 мТл происходит расслаивание суспензии в капилляре.

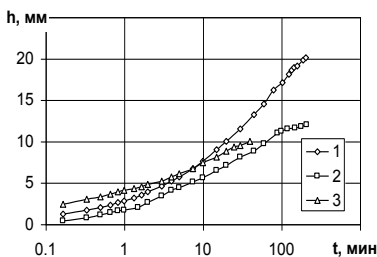


Рис. 5. Кривые капиллярного поднятия МРС на основе диоксида хрома без магнитного поля в капиллярах с различным диаметром: 1 – 0.27 мм; 2 – 0.45; 3 – 0.6

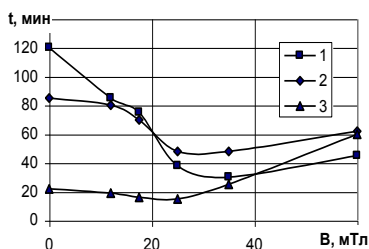


Рис. 6. Зависимость времени капиллярного поднятия МРС на основе диоксида хрома от индукции магнитного поля: 1 – диаметр капилляра 0.27 мм; 2 – 0.45; 3 – 0.6

Таким образом, экспериментальное изучение процесса капиллярного поднятия магнитореологических суспензий на основе карбонильного железа и на основе диоксида хрома в магнитном поле позволило установить, что магнитное поле увеличивает скорость капиллярного заполнения. Характерное время поднятия в магнитных полях с индукцией порядка 10 – 15 мТл для МРС на основе карбонильного железа снижается в два раза. Для суспензии на основе диоксида хрома увеличение скорости поднятия от 1.5 до 4 раз наблюдается в магнитном поле при значении индукции около 25 мТл. Установлено, что для достижения конечной высоты поднятия суспензии на основе карбонильного железа требуется 1–2 ч, на основе диоксида хрома – 20–40 мин. Капиллярное давление мениска МРС составляет порядка 10^2 Па.

Определено, что время поднятия увеличивается в степенной зависимости с ростом эффективной вязкости МРС. Выявлено, что при больших значениях индукции магнитного поля изменение реологических свойств МРС под действием поля приводит к уменьшению скорости капиллярного поднятия.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект Т04-096).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Prins M.W.J., Wetters W.J., Weekamp J.W. Fluid Control in Multichannel Structures by Electrocapillary Pressure // Science. – 2001. – Vol. 291. – P. 277–280.
2. Korobko E.V., Gorodkin R.G., Goncharova N.A., Baikov V.I. Some Features of the Composition Effect on the Rheology and Characteristics of ERF Spreading // Intern. J. of Applied Mechanics and Engineering. – 2003. – Vol. 8. – P. 67–72.
3. Mugele F., Herminghaus S. Electrostatic Stabilization of Fluid Microstructures // Applied Physics Letters. – 2002. – Vol. 81, № 12. – P. 2303–2305.
4. Баштовой В.Г., Кужир П.П., Рекс А.Г. Статика магнитных жидкостей в цилиндрических капиллярах // Новые «интеллектуальные» материалы электро- и магниточувствительные жидкости и их применение для энергоэффективных технологий: Материалы междунар. конф. и школы-семинара (Минск, 11–13 сентября 2001 г.). – Минск: УП «Технопринт». – 2001. – С. 59–71.
5. Bashতোvоi V., Kuzhir P., Reks A., Bossis G., Volkova O. The Uniform Magnetic Field Influence on the Magnetic Fluid Meniscus Motion in the Cylindrical Capillary // Intern. J. of Modern Physics B. – 2002. – Vol. 16, № 17–18. – P. 2590–2596.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В ГИДРОЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕ ПЛОТНОСТИ

Рогова М.В.

Балаковский институт техники, технологии и управления
413800, Саратовская область, г. Балаково, ул. Чапаева, 140.
Факс 8(845)3444193; E-mail: kafuit@bitty.org.ru

Рогова Марина Викторовна окончила Балаковский филиал Саратовского Политехнического института в 1985 году. Имеет 26 научных публикаций. В настоящее время является ассистентом кафедры «Управление и информатика в технических системах», работает над диссертацией на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме: «Измеритель плотности жидкостей с магнитно-жидкостным сенсором».

Решение задачи автоматизации производственных процессов связано с разработкой высокоточных и недорогих приборов. Очень перспективным является разработка приборов контроля технологических параметров с использованием магнитных жидкостей.

Использование магнитной жидкости связано с возможностью обнаружения изменения ее физических свойств; сохранения в произвольном положении веществ, находящихся в магнитной жидкости, или самой магнитной жидкости с помощью магнитного поля; управления течением магнитной жидкости.

Магнитная жидкость обладает текучестью как жидкость и способностью намагничиваться во внешнем магнитном поле как твердое тело. Такое сочетание свойств используется во многих технических устройствах [2, 3].

Разработаны магнитно-жидкостные герметизаторы и уплотнители, демпферы вращательных колебаний, охладители, гидростатические опоры и подшипники скольжения, сепараторы немагнитных материалов, многочисленные конструкции датчиков: магнитно-жидкостный акселерометр, денсиметр твердых тел, датчики давления и перемещения, угла наклона, изменения магнитной проницаемости, размеров внутренних отверстий, контроля дефектов магнитной записи, детектор уровня, килоамперметр, электромеханический преобразователь [7].

На кафедре «Управление и информатика в технических системах» Балаковского института техники, технологии и управления под руководством профессора Власова Вячеслава Викторовича ведется разработка элементов автоматизированных систем управления техно-

логическими процессами, основным компонентом которых является магнитная жидкость.

Гидроэлектрический преобразователь плотности (ГЭПП) предназначен для измерения плотности жидких нефтепродуктов. По конструкции и принципу действия ГЭПП относится к группе поплавково-весовых плотномеров, чувствительным элементом которых является полностью погруженный поплавок. Наряду с простотой конструкции и надежностью в эксплуатации, поплавково-весовые плотномеры отличаются громоздкостью, зависимостью показаний от капиллярных свойств жидкости и скорости потока, необходимость применения открытого корпуса прибора, что затрудняет их использование в системах автоматического управления технологическими процессами. [1].

В ГЭПП используется магнитная жидкость марки Т-40, намагниченностью 65 кА/м при напряженности магнитного поля 500 кА/м.

В гидроэлектрическом преобразователе плотности используется свойство магнитных жидкостей намагничиваться во внешнем магнитном поле. Намагниченная магнитная жидкость эквивалентна по своим магнитным свойствам магнитно-мягким материалам, применяемым в качестве элементов электромагнитных устройств, в частности, сердечников.

Основными элементами ГЭПП являются блок измерения; вторичный прибор, представляющий собой микропроцессорный блок обработки сигнала; блок питания [6].

Блок измерения состоит из двух элементов: измерительной камеры и дифференциального индуктивного датчика.

Измерительная камера представляет собой полый цилиндрический стакан, выполненный из органического стекла. По верхнему краю измерительной камеры жестко закреплен магнитно-жидкостный сенсор, представляющий собой полусферическую оболочку из эластичного материала, обладающего упругими свойствами, полностью заполненную магнитной жидкостью. Измерительная камера расположена внутри катушек дифференциального индуктивного датчика, подвижным сердечником которого является магнитно-жидкостный сенсор. Катушки датчика имеют одинаковую конструкцию.

Вторичный блок обработки сигнала включает генератор импульсов; усилитель низкой частоты для увеличения амплитуды и мощности низкочастотного сигнала генератора; детектора сигнала; микропроцессорного блока, предназначенного для обработки сигнала с датчика и преобразования его из аналогового в цифровой вид (микроконтроллер K1878BE1); жидкокристаллического цифрового индикатора для отображения реального значения плотности в текущий момент времени.

Принцип действия ГЭПП: в начальный момент времени магнитно-жидкостный сенсор расположен симметрично относительно обеих катушек, и магнитные сопротивления потоков, создаваемых обеими катушками, одинаковы. При изменении плотности потока происходит деформация упругой оболочки и перемещение центра масс магнитожидкостного сенсора, вследствие чего магнитные сопротивления катушек изменяются. Индуктивность одной катушки возрастает, другой – на ту же величину убывает. Вследствие этого изменяется ток на выходе ГЭПП. Статическая характеристика ГЭПП линейна. [6].

Как показали теоретические исследования, перемещение магнитно-жидкостного сенсора обусловлено только изменением плотности контролируемой среды, так как напряженность создаваемого измерительными катушками магнитного поля 100 А/м обеспечивает намагничивание магнитной жидкости, но не вызывает ее перемещения [4, 5].

Динамические характеристики ГЭПП исследованы методом структурного анализа систем с распределенными параметрами.

Магнитожидкостный измеритель плотности потока имеет унифицированный выходной сигнал 0–5 мА, малые габариты и массу, высокое быстродействие, непосредственное преобразование энергии.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Рогова М.В. Классификация методов исследования плотности жидких сред и устройств для их осуществления / М.В. Рогова, В.В. Власов; Балаковский институт бизнеса и управления. – Балаково, 2005. – 11 с. Деп. во ВИНТИ 19.12.2005, № 1696 – В2005.
2. Рогова М.В. Магнитные жидкости в плотнометрии и регулирующих устройствах систем управления / М.В. Рогова, В.В. Власов, О.В. Виштак, А.В. Власов // Векторная энергетика в технических, биологических и социальных системах: сб. докл. 4-й Рос. науч. конф. – М.: Буркин, 2001. – С. 82-85.
3. Рогова М.В. Обоснование применения магнитной жидкости в качестве чувствительного элемента гидроэлектрического преобразователя плотности / М.В. Рогова, В.В. Власов; Балаковский институт бизнеса и управления. – Балаково, 2005. – 15 с. Деп. во ВИНТИ 19.12.2005, № 1698 – В2005.
4. Рогова М.В. Расчет магнитного поля МЖ сенсора ГЭПП / М.В. Рогова // Векторная энергетика в технических, биологических и социальных системах: Сб. докл. 7-й Рос. науч. конф. – Саратов: СООО «АН ВЭ», 2004. – С. 131-135.
5. Рогова М.В. Результаты теоретических исследований влияния поля управляющих катушек гидроэлектрического преобразователя плотности на магнитно-жидкостный сенсор / М.В. Рогова, В.В. Власов; Балаковский институт бизнеса и управления. – Балаково, 2005. – 9 с. Деп. во ВИНТИ 19.12.2005, № 1697 – В2005.
6. Рогова М.В. Результаты экспериментальных исследований гидроэлектрического преобразователя плотности / Рогова М.В. // Системный анализ в проектировании и управлении: Сб. докл. 8-й Междунар. науч.-практич. конф. – СПб.: СПб-ГТУ, 2004. – С. 225-227.
7. Фертман В.Е. Магнитные жидкости: Справочное пособие / В.Е. Фертман. – Минск: Высшая школа, 1988. – 184 с.

**ПРИМЕНЕНИЕ МАГНИТНЫХ
ЖИДКОСТЕЙ В МЕДИЦИНЕ,
БИОЛОГИИ И ЭКОЛОГИИ**

ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ ТЕРМОХИМИОТЕРАПИИ ЗЛОКАЧЕСТВЕННЫХ ОПУХОЛЕЙ

Брусенцов Н.А., Брусенцова Т.Н.

Российский онкологический научный центр им. Н.Н. Блохина РАМН,
115478, г. Москва (brusentsov2005@yandex.ru);
Институт Механики МГУ, 117192, г. Москва, Мичуринский проспект, 1;
Институт биохимической физики им. Н.М. Эмануэля РАН, г. Москва.

Внутрисосудистое введение традиционных противоопухолевых препаратов лишь тормозит распространение злокачественных опухолей в организме больного. Чтобы помочь больному справиться с такими опухолями, успешно используются комбинации хирургических методов и биотерапии с другими терапевтическими воздействиями [1-89]. В связи с этим в новом тысячелетии расширились биотерапевтические исследования с применением управляемых препаратов для комбинированных методов лечения онкологических заболеваний [4-24; 31-44; 62; 63; 69; 81; 82; 84]. Широко применяются комбинации биотерапевтических воздействий, включающие рентгено- и химиотерапию [62; 69; 81; 82; 84], химио- и фотодинамическую терапию [28; 29]. В экспериментальной и клинической онкологии положено начало применению регионарной - индукционной гипертермии опухолей с применением декстранферрита [2; 4-15; 26; 31; 33; 34; 63; 16-21; 23; 36-42; 64; 65; 67; 68] и магнитолипосом [70] в качестве магнитоуправляемых противоопухолевых препаратов.

При полной гипертермии (ГТ) температуру тела больного традиционно повышают с помощью воды, воздуха или электромагнитного поля до 42,4°C [18]. Однако многие опухолевые клетки переносят такой нагрев [18; 45; 79]. Изменение нескольких факторов, влияющих на опухолевые клетки одновременно с гипертермией: снижение метаболизма и рН, создании гипергликемии, приводит к ослаблению опухолевых клеток, и к значимому противоопухолевому эффекту в процессе лучевой и лекарственной терапии [18; 19; 30; 45; 69; 79; 81; 82; 84]. Если перед гипертермией и на пике повышения температуры больному вводили комплекс препаратов, включающий глюкозу и высокие дозы уротропина – на фоне глубокого наркоза с охлаждением головы, температуру тела больного в ряде случаев удавалось безболезненно повысить горячей водой до +43°C [30]. С учетом полученных результатов проведено лечение большого контингента онкологических больных с применением ГТ [30; 77]. Температурно-экспозиционный режим регионарной электромагнитной гипертермии (РГ) при опухолях

наружной локализации обычно составляет: 42-47°C в опухоли в течение 1-2 ч. В случае генерализации процесса опухолевого роста проводится общая гипертермия при 42-44°C в течение 2,5-5 ч под общей анестезией с искусственной вентиляцией легких [18; 30]. При лечении опухолей различной локализации выживаемость больных, получавших ГТ, возрастает от 10 до 30 % по сравнению с контрольными группами (без ГТ), причем, сама по себе ГТ, без дополнительной противоопухолевой терапии малоэффективна при любых способах ее создания (горячие вода или воздух, ВЧ-, УВЧ-, СВЧ-, ультразвуковые и лазерные излучения). Кратковременная ремиссия при ГТ наблюдается лишь в 10-15 % случаев. Сочетание регионарной и общей ГТ с радиотерапией (термордиотерапия) приводит к более высоким показателям регрессии (>74 %) [77; 80]. Таким образом, сочетание ГТ с радиохимиотерапией приводит к усилению регионарного лучевого и лекарственного воздействия на опухоль [62; 81; 82; 84]. В клинической практике применяются два метода локального нагревания опухолевых тканей электромагнитными полями (ЭМП) [18]:

1) прямое (емкостное или индукционное) при частотах >1 МГц, когда тело пациента является частью электрической цепи контура, и различные ткани тела нагреваются по-разному в зависимости от их электрических свойств;

2) не прямое (опосредованное) нагревание опухолевых тканей при частотах от 0,05 до 1,00 МГц, когда нагревающими элементами служат ферромагнитные имплантаты (специальные иглы, катетеры, капсулы, зерна, микросферы), абсорбирующие энергию ЭМП на данных частотах и трансформирующие ее в тепло, которое рассеивается в районе опухоли. Вклад прямого нагревания в повышение температуры тканей в этом случае обычно незначителен. Техника прямого радиочастотного, ферромагнитного - радиочастотного и ультразвукового нагревания тканей представлена [18; 55].

Методы современной гипертермии нуждаются в постоянном совершенствовании. Из-за отсутствия совершенных технологий регионарная ГТ до сих пор не применяется широко при терапии опухолей мозга, печени, легких и почек.

Нагрев тканей у экспериментальных животных при ГТ выше +47°C вызывает термоабляцию (термическое разрушение клеток), сопровождаемую острым некрозом, коагуляцией и при длительном воздействии – карбонизацией ткани [18; 67; 79; 84]. При клинической гипертермии (КГ) такой нагрев исключается из-за побочных системных осложнений (повышение давления, сердечный приступ) [9; 11-13; 18; 55; 77]. Поэтому при общей КГ традиционно применяются температу-

ры от +42 до +43°C [18, 30], а при регионарной КГ – от +42 до +46 °C [5; 6; 18; 55; 56; 57].

Основные усилия при разработке новых способов в экспериментальной гипертермии (ЭГ) направлены на оптимизацию термической гомогенности в объеме опухоли. Требуются неординарные подходы для решения этой проблемы. Необходимы при этом более совершенные системы термометрии, магнитоуправляемые препараты с температурой Кюри (T_C) +44 – +50°C (T_C это – температура, при которой магнитная проницаемость материала – абсорбента и, следовательно, абсорбция энергии быстро понижается).

Нагрев тканей у экспериментальных животных при температуре 43–44°C вызывает умеренную, дозависимую инактивацию клеток. Хотя термо-терапевтические кривые, доза-ответ, получаемые при регистрации результатов ЭГ, выглядят подобно кривым, получаемым при химиотерапии (ХТ), лекарственный препарат-доза-ответ, при ГТ объект, поражение которого угрожает жизнеспособности клетки, не индивидуален (не единичен). В противоположность поражению ДНК, происходящему в клетке при РТ и при действии алкилирующих препаратов [45]. При ГТ остальные биомолекулы изменяются в клетке значительно сильнее, чем ДНК [46; 53]. Особенно чувствительны к действию ГТ регуляторные белки, влияющие на рост и дифференцировку клетки, на экспрессию рецепторных молекул, входящих в пути передачи различных сигналов. Поэтому многие важные изменения в клетках связаны с термической инактивацией белковых комплексов, участвующих в регуляторных процессах [30; 45; 79; 80].

Непосредственно гипертермия индуцирует первичные обратимые эффекты в клетках и тканях [79]. Доказано, что через несколько минут после ГТ опухолевые клетки экспрессируют белки теплового шока, индуцирующие термоустойчивость клеток [45; 73]. Параллельно этому ГТ влияет на активность регуляторных белков, киназ или циклинов, изменения которой приводят к нарушениям клеточного цикла и могут индуцировать апоптоз [45; 46; 53; 75; 80; 85].

Последние исследования направлены на определение связи термической устойчивости с множественной лекарственной устойчивостью. Комбинированное действие рентгенотерапии (РТ) и ГТ, происходящее на уровне клетки, связано 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: микровакуля-

ции и кровотока, а также 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 ЭГ на большом числе различных опухолей животных, мы пришли к заключению о важности дальнейшего совершенствования этого способа терапии опухолей [4–6; 11; 18; 21; 23; 34; 36; 37; 65]. Более высокая выживаемость экспериментальных животных [5], достигнута, при ГТ в комбинации с ХТ и сенсбилизацией опухолевых тканей [24; 35; 40; 41; 65].

Все известные способы ГТ имеют определенные ограничения и предназначены для наружного, либо внутритканевого применения. Для неинвазивного нагрева всего тела млекопитающих применяются электромагнитные системы: радиочастотной гипертермии (РЧ, 10–100 МГц), микроволновой гипертермии (>300 МГц), ультразвуковые аппликаторы, инфракрасные излучатели и ванны [18; 55; 71; 79]. В зависимости от геометрии, расположения и числа аппликаторов, абсорбция энергии достигается в поверхностных или глуболежащих тканях. При общей гипертермии нагревают все тело с одновременным охлаждением головы [18; 30]. При регионарной гипертермией (РГ) повышение температуры происходит в ограниченном участке тела [23]. РЧ-системами ГТ управляют на основе емкостной или индукционной связи между электродами. В современных системах РГ одновременно используют по несколько пар излучателей, устанавливаемых в нагреваемой области, которая рассчитана на двухёмкостной контроль распределения энергии. Однако, перечисленные системы генерируют преимущественно электрическое поле (ЭП), которое поляризуется в выбранном направлении, но, при этом, ни фазовые взаимодействия, ни сила поля не контролируются [84].

Также известна система BSD-2000, снабженная кольцевым аппликатором SIGMA 60 (BSD Medical Corp., Salt Lake City, USA). Электромагнитное поле (ЭМП) генерируется 4 парами антенн и поляризовано вдоль длинных (cranio-caudal) осей. Каждая пара осей имеет отдельный волновод, фаза и амплитуда волн, которого регулируется. ЭМП можно перемещать в поперечном плане. В системах РГ предусмотрен мониторинг температуры, который достигается инвазивной термометрией с помощью термисторов, оптоволоконных сенсоров или термопар, которые вводятся через катетеры диаметром 1,4–1,8 мм, им-

плантируемые хирургическим способом или вводимые подкожно. Поскольку трехмерная анатомическая картина распределения ЭМП включает границы раздела (например, жир-мышца, кость-мышца) недостаточно-оперативное (запаздывающее) управление электромагнитным полем в кранио-каудальном направлении считается серьезным недостатком, т.к. приводит к появлению тепловых пятен, ограничивающих повышение температуры в требуемом месте, из-за проявления непереносимых болей, эритемы и других симптомов. Для преодоления перечисленных трудностей существуют системы и алгоритмы расчета ЭП. Системы РГ проектируемые в настоящее время имеют значительно большее число излучателей, аппликаторов и других вспомогательных приспособлений, чем существующие системы [18; 71; 84].

Системы радиочастотной гипертермии (РЧГ), как и микроволновые и ультразвуковые системы имеют ограниченное применение. Это связано не только с пограничными эффектами, но также с высокой регионарной перфузией тканей, граничащих с опухолью. Термическая конвекция, вызванная мощной перфузией крови, понижает уровень удельной абсорбции энергии (УАЭ) и т.о. уменьшает температуру в опухоли. Поэтому опухоли, расположенные в районах с высокой перфузией, получают пониженную дозу теплоты, из-за этого ухудшаются условия ГТ. Температуру таких опухолей, как рак печени, легких, и почек не удастся повысить до 44–45°C и длительное время удерживать при этой температуре из-за высокой перфузии этих органов, поэтому они не поддаются лечению с помощью РГ. В то же время пограничные эффекты являются причиной, по которой рак головного мозга до сих пор лечат только с применением РГ, включающей трепанацию черепа. Минимальная температура +43°C, необходимая при терапии глубоко-залегающих опухолей, трудно достижима с применением систем РГ. В таких случаях комбинации РГ с РТ и ХТ потенцируют противоопухолевый эффект и часто приводят к желанной ремиссии. Поэтому РГ повсюду применяется в сочетании с РТ и ХТ. По мнению экспертов, лечение только с помощью наружных источников ГТ (лазеры и антенны) не приводит к полной ремиссии опухолей. Более высокие температуры достигаются при внутритканевой гипертермии, но терапевтический эффект, в этом случае, ограничен большим температурным градиентом на границах раздела. Чтобы уменьшить градиент, прибегают к высоко-травматичным методам гипертермии [18; 71; 84].

Известно, что ферромагнетик, будучи помещён в переменное магнитное поле (ПеМП), нагревается. Ферромагнитные материалы начинают хорошо нагреваться на относительно низких частотах <1 МГц, где ещё не нагреваются ткани, не содержащие ферромагнетик.

На более высоких частотах >1 МГц – греются уже ассоциаты, образованные молекулами воды. Натуральные ткани животного и растительного происхождения часто содержат $>80\%$ воды, и нагреваются в высокочастотных полях под действием вихревых токов. На этом свойстве основано применение бытовых микроволновых печей.

Описанные различия в свойствах низкочастотного и высокочастотного МП 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 МП, когда электрическая составляющая ещё мала, нагреваются ферромагнетики, на высоких частотах – вода. В частности, млекопитающие, находящиеся в ПемП, подвержены токсическому действию электрической составляющей на частоте $0,88$ МГц, индукция $7,5$ кА/м, $0,15 - 3$ кВт. Кожа млекопитающих играет 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. Животные страдают от токсикоза, вызванного искровыми электрическими разрядами и индукционным перегревом [5; 6; 63].

Наиболее близким к методу гипертермии с использованием магнитных жидкостей (МЖ) является метод с применением имплантатов: ферромагнитных зерен.

Одновременно с электрической составляющей (ЭС) на РЧ-диапазоне, генерируется магнитная составляющая (МС), H-поле, которое индукционно передает энергию рассеивающей среде (например, воде, которая поглощает энергию ЭС) и т.о. приводит к поглощению энергии в требуемом объеме [13]. Около 30 лет в ГУ РОНЦ используются системы, генерирующие такие переменные магнитные поля. Обычно они работают на частотах между $0,20$ МГц и 40 МГц. Эти системы нагрева действуют автономно за счет индукции вихревых токов в тканях. Но при работе на частотах ($<0,6$ МГц) вода не греется и требуется местный абсорбент энергии, ферромагнитные имплантаты (иглы), ориентированные параллельно переменному магнитному полю, которые нагреваются за счет омических потерь от вихревых токов, индуцированных на поверхности имплантатов [18].

Абсорбция энергии на единицу длины имплантата зависит от свойств материала, так называемого термо-зерна (ТЗ). В начале развития этой технологии ферромагнитные ТЗ использовали чаще всего при термоабляции. Первые ферромагнитные ТЗ производились из сплавов

с T_C выше, чем требуемая при ГТ температура, например, $+50^\circ\text{C}$, чтобы получать достаточный нагрев в пробелах пространства между имплантатами [18]. ТЗ не нагреваются выше T_C , хотя ПеМП действует как и прежде. Абсорбция энергии может возобновиться, как только ТЗ остынут ниже T_C (восстановится магнитная проницаемость ТЗ). Совершенствование препаратов, применяемых при ГТ опухолей, привело к поливолоконным ТЗ, УАЭ которых выше, чем у сплошных ТЗ того же размера [18; 65; 71; 84].

Преимущества ферромагнитных ТЗ в сравнении с другими внутритканевыми имплантатами в том, что не требуется внешней связи (например, с усилителем-генератором). ТЗ можно производить фрагментами, имеющими различные T_C , для достижения асимметрии температурных профилей и саморегуляции, позволяющей избежать перегрева нормальных тканей. Благодаря этой технологии и адекватному трехмерному планированию нагрева, вероятно, может отпасть необходимость высоко травматичного измерения температуры при клинической гипертермии. Чтобы получить максимальную расчетную УАЭ термо-зерен, каждое ТЗ имплантируется хирургически, будучи прецизионно ориентированным параллельно магнитному полю. Обычно ТЗ располагают на расстоянии 1 см друг от друга. Диаметр ТЗ = 1 см, поэтому при лечении даже небольших опухолей обычно требуется большое число ТЗ. Аппликаторы, передающие ПеМП это – преимущественно кольца индуктивности различного дизайна [18].

При введении вместо ТЗ магнетитовых частиц диаметром несколько мкм в подслизистую оболочку собак обнаружили высокую концентрацию магнетита в лимфатических узлах, расположенных рядом с местом введения. Выдерживая ампутированные лимфатические узлы, содержащие 47 мг феррита на 1 г ткани, в ПеМП индукцией 15-20 кА/м при частоте 1-2 МГц, получили повышение температуры в узлах на $+4,7^\circ\text{C}/\text{мин}$. Температуру определяли с помощью спиртового термометра. При этом авторы исследования пришли к заключению о необходимости понижения частоты ПеМП для достижения дифференцированного нагрева органов животного. Параллельно они испытали суспензии частиц различного диаметра. Наиболее высокую УАЭ проявили частицы диаметром 20-100 нм. При работе на аппликаторе, дающем ПеМП частотой 0,12 МГц была достигнута более высокая избирательность РГ, уменьшился нагрев нормальных тканей, который происходил при 2 МГц. Однако, чтобы получить сравнимые величины абсорбции энергии, индукцию поля пришлось повышать до 37 кА/м. Результаты лечения мышей в этих условиях не были ободряющими, поскольку большинство животных пало при 7 минутном действии

ПеМП. Уже через 3 мин действия такого поля, обширный некроз и коагуляция тканей были обнаружены в мошонке и в нескольких лимфатических узлах мышей [71]. При понижении частоты до 0,55 МГц и повышение индукции поля до 40 кА/м при магнито-жидкостной гипертермии (МЖГ) на кроликах и собаках не обнаружено побочное действие, проявившееся ранее на мышах. Этот метод предполагалось включить в постоперативную стратегию селективной терапии метастазов в лимфатические узлы после резекции первичной опухоли. В последующих опытах по РГ использовали пульсирующее ПеМП, которое давало устойчивую температуру +50°C в лимфатических узлах, по крайней мере, в течение первых 30 мин [49].

Впервые МЖ на основе декстран магнетита (ДМ) использовали при лечении крыс с опухолями молочной железы: 100 мг магнетита, диаметр частиц около 6 нм, вводили в хвостовую вену крыс в течение 10 мин и через 48 час после этого животных облучали ПеМП (0,45 МГц) 12 минут. Температуру измеряли термометром во время резекции опухоли, которую проводили сразу после прекращения нагрева. Температура повышалась на +8 °C за 12 минут, при этом опухоли у 11 из 12 животных некротизировались. Через неделю животных забили и обнаружили большую часть введенного магнетита в печени, селезенке и почках. Некоторое количество магнетита обнаружили в опухолевых клетках [51].

При трансартериальном введении суспензии силиконированных частиц феррита, имеющих форму игл длиной 0,1-1 мкм, кроликам с опухолями VX2, с последующей ГТ в ПеМП, удалось вызвать некроз опухолей. После ГТ кролики прожили еще 3 года [74].

Мышам Balb/c с саркомой Meth-A внутривенно вводили стеклокерамические частицы диаметром 1,5 мкм и облучали ПеМП при 0,10 МГц и 40 кА/м. У 50 % мышей через 5 дней после лечения опухоли не обнаруживались. Через 497 дней количество выживших после лечения мышей уменьшилось до 12 % [69]. Через 10 лет полученные результаты [51] проверили [67; 68], на животных тех же линий, с теми же опухолями и в тех же условиях. Получили другие результаты: отсутствовала избирательность действия, обнаружилось значительное превышение в поглощении магнетита печенью, селезенкой и легкими по сравнению с известными результатами. Однако, одновременно проведенные исследования скорости роста опухоли, показали значительное увеличение времени удвоения объема опухоли, т.е. ответом опухоли на лечение было замедление ее роста. Через 60 дней после лечения некоторые опухоли проявили отсутствие зависимости от числа облучений ПеМП. Измерения показали, что через короткое время после пре-

кращения облучения ПеМП температура опухоли оказывалась нормальной (не была повышенной), хотя индукция поля при облучении поддерживалась на должной высоте (40 кА/м). Острой токсичности феррита не было установлено [67; 68].

При внеклеточном нагреве декстран магнетита, был получен хороший дозо-зависимый эффект, сравнимый с нагревом в водяной бане. Исследователи обратили внимание на неочевидность получения одинакового результата, т.к. только чрезвычайно большое число наночастиц в небольшом объеме (1 млн. частиц/мкл МЖ) способно произвести сравнимый с водяной баней нагрев [57].

МЖ – это суспензии частиц ферромагнетиков или ферромагнетиков с размерами близкими магнитному домену (1-100 нм). Разнообразные покрытия этих субдоменных частиц феррита предупреждают их агрегацию. Метод магнито-жидкостной гипертермии развивается уже более 10 лет и прошел успешные испытания на животных [18; 60; 72]. В ходе экспериментов на крысах, с индуцированной опухолью мозга, всего лишь два сеанса такой терапии позволили увеличить продолжительность жизни подопытных животных более чем вчетверо – с 8 до 35 дней. В Германии проводятся клинические испытания метода магнито-жидкостной гипертермии опухолей, метод применяется, прежде всего, при терапии глиобластом и раке простаты. Наночастицы магнетита доставляются в опухоль с помощью сверхчувствительной электронной навигационной системы. Это делает возможным проведение лечения глиобластом, залегающих глубоко в тканях мозга или располагающихся рядом с участками мозга, отвечающими за речь и моторные функции [55; 58]. Ряд проблем в технологии МЖГ остаётся нерешенным:

- не решена проблема автоматического регулирования температуры опухолевых тканей;
- нет мониторинга поддержания в объёме опухоли определённой температуры в диапазоне 45-47°C в течение всего сеанса МЖГ.

Эти проблемы можно решить путём создания магнитных частиц с температурой Кюри равной температуре, необходимой при гипертермии опухолей, т.е. 44-47°C. Такие частицы способны автоматически поддерживать температуру опухоли в заданном диапазоне неограниченное время. На сегодняшний день, во всем мире, регулирование температуры в опухоли при сеансе МЖГ осуществляется изменением параметров ПМП («включение-выключение»), а её контроль – сложными и дорогостоящими флуорооптическими датчиками. Применение же наночастиц с T_C 45-60 °C может полностью снять такую необходимость. Сейчас в качестве магнитного агента используются частицы

магнетита, в частности, с декстрановым покрытием (Fe_3O_4 , T_C 585°C). [6-24; 33-39; 43; 54; 58-61; 72; 86, 88], одновременно проводятся исследования по созданию магнитных носителей с заданной температурой Кюри [1, 2, 14, 18, 64-66, 87, 89].

Работа проводится при финансовой поддержке РФФИ 05-01-00839 и РФФИ 05-03-08215.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Брусенцова Т.Н., Полянский В.А., Кузнецов В.Д. и др. // Сб. науч. трудов 11-й Международной плесской конф. по магнитным жидкостям. – Плес, РФ, 239-241 (2004).
2. Brusentsova T. N., Kuznetsov V. D., Nikyforov V. N., Program and Abstracts 5th International Conference on the Scientific and Clinical Applications of Magnetic Carriers, May 20-22, 2004, Lyon, France, P. 155.
3. Brusentsov N.A., Brusentsova T.N., Baryshnikov A.Yu. et al., in book, Biocatalytic Technology and Nanotechnology, G.E. Zaikov, (Eds) Nova Science Publishers, Inc., (2004), 59-63.
4. Брусенцов Н.А., Ж. Всес. хим. о-ва им. Д.И. Менделеева. 36, N3, 353-355 (1991).
5. Брусенцов Н.А., Преображенская М.Н., Иванов А.В. и др., Авт. свид СССР 946546, – 1982. – Бюл. N 28, С. 21.
6. Брусенцов Н.А., Барышников А.Ю., Иванов П.К. и др., Патент РФ 2203111 от 17.07.2001, Бюл. Изобрет. – 2003. – № 12.
7. Брусенцов Н.А., Шевеле А.А., Брусенцова Т.Н. и др., Патент РФ 22211713 от 17.07.2001 Бюл. Изобр. 2003 № 25.
8. Брусенцов Н.А., Брусенцова Т.Н., Барышников А.Ю. и др., Сб. науч. трудов 11-й Международной плесской конф. по магнитным жидкостям. – Плес, РФ, 2004. – С. 242-247.
9. Брусенцов Н.А., Глазкова Т.Ю., Яворская Н.П. и др., Экспериментальная онкология. – 12(6), 59, 60 (1990).
10. Брусенцов Н.А., Лукашевич М.В., Гогосов В.В. Магнитная гидродинамика. 30(2), 215-218 (1994).
11. Брусенцов Н.А., Хим.-Фарм. Ж. 30(9), 3-11 (1996).
12. Брусенцов Н.А., Гогосов В.В., М.В. Лукашевич, Хим.-Фарм. Ж. 30(10), 48-53 (1996).
13. Брусенцов Н.А., Брусенцова Т.Н., Сергеев А.В. и др., Хим.-Фарм. Ж. 34(4), 38-44 (2000).
14. Kuznetsov A.A., Brukvin V.A., Brusentsov N.A. et al., Local Radiofrequency-Induced Hyperthermia Using Magnetic Microparticles with Therapeutically Suitable Curie Temperature. Program and Abstracts 5th International Conference on the Scientific and Clinical Applications of Magnetic Carriers, May 20-22, 2004, Lyon, France, P. 49.
15. Брусенцов Н.А., Брусенцова Т.Н., Хим.-Фарм. Ж. 35, № 6, 6-11 (2001).
16. Брусенцов Н.А., Возможности и перспективы применения транспортных и магнитоуправляемых депоформ противоопухолевых препаратов, Ж. Всес. хим. о-ва им. Д.И. Менделеева. 32(5), 562-569 (1987).
17. Брусенцов Н.А., Лыков В.В., Управляемые композиционные материалы в биологии и медицине Ж. Всес. хим. о-ва им. Д.И. Менделеева. 34(5), 566-572 (1989).
18. Брусенцов Н.А., Дизайн систем для лечения больных онкологическими заболеваниями // Ж. Всес. хим. о-ва им. Д.И. Менделеева. 35(6), 759-766 (1990).
19. Брусенцов Н.А., Байбуртский Ф.С. и др., Хим.-Фарм. Ж. 36(4), 32-40 (2002).
20. Брусенцов Н.А., Брусенцова Т.Н., Создание биологических препаратов для диагностики и терапии онкологических больных: Вестник Онкологического научного центра им. Н.Н. Блохина РАМН. № 4, 44-56 (2002).

21. Брусенцов Н.А., Шевелев А.А., Брусенцова Т.Н. и др., Магнито-жидкостная, регионарная индукционная гипертермия саркомы Хим.-Фарм. Ж. 36(3), 8-10 (2002).
22. Брусенцов Н.А., Бурова О.С., Барышников А.Ю., и др., Технология сепарации клеток с применением нетоксичных иммуномагнитных препаратов // Первый Симпозиум. Применение биомагнитных носителей в медицине. – Москва, ИБХФ им. Н. М. Эмануэля РАН. – 2002. – С. 60-67.
23. Брусенцов Н.А., Шумаков Л.И., Брусенцова Т.Н., Индуктор высокочастотных колебаний для гипертермии и магнитосенсибилизации опухолей // Первый Симпозиум. Применение биомагнитных носителей в медицине. – Москва, ИБХФ им. Н.М. Эмануэля РАН, 2002. – С. 50-60.
24. Брусенцов Н.А., Комиссарова Л.Х., Брусенцова Т.Н. и др., Повышение цитотоксичности фотогома в переменном магнитном поле // Хим.-Фарм. Ж. 37(6), 10-15 (2003).
25. Вольтер Е.Р., Брусенцов Н.А., Динамика взаимодействия ферримагнитных коллоидов в организме животных // Первый Симпозиум. Применение биомагнитных носителей в медицине. – Москва, ИБХФ им. Н. М. Эмануэля РАН. – 2002. – С. 94-103.
26. Брусенцов Н.А., Полянский В.А., Брусенцова Т.Н., Способ определения скорости индукционного нагрева материалов Патент на изобретение РФ 2236688 от 25.12.2002, Бюл. № 26, от 20.09.2004.
27. Вольтер Е.Р., Брусенцов Н.А., Полянский В.А., Взаимодействие ферримагнитных коллоидов с бактериями Сб. науч. трудов 11-й Международной плесской конф. по магнитным жидкостям. – Плес, РФ, 2004. – С. 234-238.
28. Лукьянец Е.А, Новые сенсibilизаторы для фотодинамической терапии // Ж. Всес. хим. о-ва им. Д.И. Менделеева. 43(5) 9-16 (1998).
29. Bayburtstkiy F.S., Larin M.Yu., Goncharov L.A., Preparation of magnetic carriers for biomedical investigations, Program and Abstracts 5th International Conference on the Scientific and Clinical Applications of Magnetic Carriers, May 20-22, 2004, Lyon, France, P. 163.
30. Сувернев А.В., Писарев А.А., Пенягин А.Н. и др. Способ общей управляемой гипертермии человеческого организма // Патент РФ 2126667 от 27.02.1999.
31. Autenshlyus A.I., Brusentsov N.A., Lockshin A., J. Magn. Magn. Mater. – 1993. – Vol. 122. – P. 360-363.
32. Bayburtstkiy F.S., Larin M.Yu., Goncharov L.A., et al. Preparation of magnetic carriers for biomedical investigations // Program and Abstracts 5th International Conference on the Scientific and Clinical Applications of Magnetic Carriers, Lyon, France. – 2004. – P. 163.
33. Brusentsov N.A., Gendler T.S., Haliulina E.A., Book of abstracts of 9-th IPCMF-2000, Russia, Plyos. – 2000. – P. 77-79.
34. Brusentsov N.A., Gogosov V.V., Brusentsova T.N., et al. Evaluation of ferrimagnetic fluids, ferri- and ferromagnetic, suspensions for the site specific radiofrequency-induced hyperthermia of MX11 sarcoma cels in vitro // J. Magn. Magn. Mater., 225(1-3), 113-117 (2001).
35. Brusentsov N.A., Filinova E.Yu., Brusentsova T.N., et al. Ferrifluds cytotoxicity excitation by an AC magnetic field // Magneto-hydrodynamics, 38(4), 399-408 (2002).
36. Brusentsov N.A., Nikitin L.V., Brusentsova T.N., et al. Magnetic fluid hiperthermia of the mouse experimental tumor // J. Mag. Magn. Mat. 252(), 378-380 (2002).
37. Brusentsov N.A., Brusentsova T.N., Gogosov V.V., et al. The principle for magneto thermodynamics therapy. Moscow International Simposium on Magnetism // Book of Abstracts, Faculty of Physics M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow. (2002) 279, 280.
38. Brusentsov N.A., Komissarova L.Kh., Kuznetsov A.A., et al. Fourth Int. Conf. on the Scientific and Clinical Applications of Mgnetic Carriers, Tallahassee, Florida, U.S.A. – 2002. – P. 81-84.

39. Brusentsov N.A., Filinova E.Yu., Nikolaeva T.G., et al. The ferrifluids AS magnetic field excitation - the principle of magneto-thermodynamics therapy // 10-я Юбилейная международная пленская конференция по магнитным жидкостям. – Плес, Россия. – 2002. – С. 356-361.
40. Brusentsov N.A., Komissarova L.Kh., Kuznetsov A.A., et al. Evaluation of ferrifluids containing photosensitizer for the AC magnetic field action to the tumor cells in vitro // J. European Cells and Materials. – 2002. – Vol. 3, Supl. 2. – P. 70-73.
41. Brusentsov N.A., Reshetnikov A.V., Filinova E.Yu., et al. Photosensitizer containing ferrifluids excitation by AC magnetic field. // International Workshop on Recent Advances in Nanotechnology of magnetic fluids (RANMF-2003). – New Delhi, India. – 2003. – P. 182-185.
42. Brusentsov N.A., Gendler T.S., Brusentsova T.N., et al. Magnetisation of ferrifluids and effects of intracellular deposition of ferrite nanoparticles // Abstracts ICM 2003. – Roma, Italy. – 2003. – P. 756.
43. Brusentsov N.A., Brusentsova T.N., Shumakov L.I., et al. Magnetic Fluid Thermochemotherapy of the Murine Tumor. Program and Abstracts 5th International Conference on the Scientific and Clinical Applications of Magnetic Carriers. – Lyon, France. – 2004. – P. 46.
44. Brusentsov N.A., Kuznetsov V.D., Brusentsova T.N., Gendler T.S., Volter E.R., Novakova A.A., Haliulina E.A., Danilkin M.I., Magnetisation of ferrifluids and effects of intracellular deposition of ferrite nanoparticles. J. Mag. Magn. Mat. 252 (2004) 2350-2351.
45. P. Burgman, A. Nussenzweig, G.C. Li. Thermotolerance // In Thermoradiotherapy and Thermo-chemotherapy. Biology, Physiology, Physics. Seegenschmiedt MH, Fessenden P, Vernon CC (Eds). – Berlin, Springer. – 1995. – Vol. 1. – P. 75-87.
46. Fairbairn J.J., Khan M.W., Ward K.J., et al. Induction of apoptotic cell DNA fragmentation in human cells after treatment with hyperthermia // Cancer Letters. – 1995. – Vol. 89. – P. 183-188.
47. Fannin P.C., Charles S.W. Measurement of the Neel relaxation of magnetic particles in the frequency range 1 kHz to 160 MHz // Journal of Physics D: Applied Physics. – 1991. – Vol. 24. – P. 76-77.
48. Geshev J., Popov O., Masheva V., et al. Thermomagnetic curves for a disordered system of single-domain ferromagnetic particles with cubic anisotropy // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 1990. – Vol. 92. – P. 185-190.
49. Gilchrist R.K., Medal R., Shorey W.D., et al. Selective inductive heating of lymph nodes. Annals of Surgery. – 1957. – Vol. 146. – P. 596-606.
50. Gilchrist R.K., Shorey W.D., Hanselman R.C., et al. Effects of electromagnetic heating on internal viscera: a preliminary to the treatment of human tumors // Annals of Surgery. – 1965. – Vol. 161. – P. 890-896.
51. Gordon R.T., Hines J.R., Gordon D. Intracellular hyperthermia: a biophysical approach to cancer treatment via intracellular temperature and biophysical alterations. // Medical Hypothesis. – 1979. – Vol. 5. – P. 83-102.
52. Hanson M. The frequency dependence of the complex susceptibility of magnetic liquids. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 1991. – Vol. 96. – P. 105-113.
53. Harmon B.V., Takano Y.S., Winterford C.M., et al. The role of apoptosis in the response of cells and tumors to mild hyperthermia. // International Journal of Radiation Biology. – 1991. – Vol. 59. – P. 489-501.
54. Hiergeist R., Andrä W., Buske N. et al. Application of magnetite ferrofluids for hyperthermia // J. Magn. Magn. Mater. – 1999. – P. 201420-201422.
55. Jordan A., Scholz R., Maier-Hauff K. et al. Presentation of a new magnetic field therapy system for the treatment of human solid tumors with magnetic fluid hyperthermia // J. Magn. Magn. Mater. – 2001. – Vol. 225. – P. 118-126.

56. Jordan A., Wust P., Fahling H., et al. Inductive heating of ferrimagnetic particles and magnetic fluids: physical evaluation of their potential for hyperthermia // *International Journal of Hyperthermia*. – 1993. – Vol. 9. – P. 51-68.
57. Jordan A., Wust P., Scholz R., et al. Cellular uptake of magnetic fluid particles and their effects on human adeno carcinoma cells exposed to AC magnetic fields in vitro // *International Journal of Hyperthermia*. – 1996. – Vol. 12. – P. 705-722.
58. Jordan A. Nanotechnologie – ein neues Konzept für Diagnostik und Therapie maligner Tumoren // *Der Onkologe*. – 2001. – Vol. 7. – P. 1073-1081.
59. Jordan A. et al. Magnetic Fluid Hyperthermia: Cancer treatment with AC magnetic field induced excitation of biocompatible superparamagnetic nanoparticles // *J. Magn. Magn. Mater.* – Vol. 201. – P. 413-419.
60. Jordan A. et al. *Magnetic Fluid Hyperthermia (MFH)* // *Scientific and Clinical Applications of Magnetic Carriers*, Ed. by Hafeli et al, Plenum Press, New York, 1997.
61. Jordan A., Scholz R., Wust P., et al. Endocytosis of dextran and silan-coated magnetite nanoparticles and the effect of intracellular hyperthermia on human mammary carcinoma cells in vitro // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1999. – Vol. 194. – P. 185-196.
62. Konings A.W.T. Interaction of heat and radiation in vitro and in vivo // In *Thermoradiotherapy and Thermochemotherapy. Biology, Physiology, Physics*. Seegenschmiedt MH, Fessenden P, Vernon C.C., (Eds), Berlin, Springer. – 1995. – Vol. 1. – P. 89-102.
63. Kuznetsov O.A., Brusentsov N.A., Kuznetsov A.A., et al. Correlation of the coagulation rates and toxicity of biocompatible ferromagnetic microparticles // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1999. – Vol. 194. – P. 83-89.
64. Kuznetsov A.A., Shlyakhtin O.A., Brusentsov N.A., et al. “Smart” mediators for self-controlled inductive heating // *Fourth Int. Conf. on the Scientific controlled inductive heating, and Clinical Applications of Magnetic Carriers*, Tallahassee Florida, U.S.A. – 2002. – P. 87-89.
65. Kuznetsov A.A., Shlyakhtin O.A., Brusentsov N.A., et al. “Smart” Mediators for self-controlled inductive heating // *European Cells and Materials*. – 2002. – Vol. 3, Supl. 2. – P. 75-77.
66. Kuznetsov A.A., Brukvin V.A., Brusentsov N.A., et al. Local Radiofrequency-Induced Hyperthermia Using Magnetic Microparticles with Therapeutically Suitable Curie Temperature // *Program and Abstracts 5th International Conference on the Scientific and Clinical Applications of Magnetic Carriers*. – Lyon, France, 2004. – P. 49.
67. Lerch I.A., Pizzarello D.J. The physics and biology of tumor-specific particle-induction hyperthermia // *Medical Physics*. – 1986. – Vol. 13. – P. 786.
68. Lerch I.A. The biology, physics, and engineering of intracellular particle-induction hyperthermia // *Radiation Research, Proceedings of the 8-th International Congress of Radiation Research*, Edinburgh. – 1987. – P. 325.
69. Luderer A., Borrelli N.F., Panzarino J.N., et al. Glas-ceramic-mediated, magnetic field induced localized hyperthermia: response of a murine mammary carcinoma. // *Radiation Research*. – 1983. – Vol. 94. – P. 190-198.
70. Masuko Y., Tazawa K., Viroonchatapan E., et al. Possibility of thermosensitive magnetoliposomes as a new agent for electromagnetic induced hyperthermia // *Biological and Pharmacological Bulletin*. – 1995. – Vol. 18. – P. 1802-1804.
71. Medal B.S., Shorey W., Gilchrist R.K., et al. Controlled radio-frequency generator for production of localized heat in intact animal // *A. M. A. Archives of Surgery*. – 1959. – Vol. 79. – P. 427-431.
72. Mitsumori M., Hiraoka M., Shibata T., et al. Development of intra-arterial hyperthermia using a dextran-magnetite complex // *International Journal of Hyperthermia*. – 1994. – Vol. 10. – P. 785-793.

73. Multhoff G., Botzler C., Wiesnet M., et al. A stress inducible 72-kDa heat shock protein (HSP72) is expressed on the surface of human tumor cells, but not on normal cells // *International Journal of Cancer*. – 1995. – Vol. 61. – P. 272-279.
74. Rand R.W., Snow H.D., Brown W.J. Thermomagnetic surgery for cancer. // *Journal of Surgical Research*. – 1982. – Vol. 33. – P. 177-183.
75. Sellins K.S., Cohen J.J. Hyperthermia induced apoptosis in thymocytes // *Radiation Research*. – 1991. – Vol. 126. – P. 88-95.
76. Shliomis M.I., Pshenichnikov A.F., Morozov K.I., et al. Magnetic properties offerocolloids // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 1990. – Vol. 85. – P. 40-46.
77. Sneed P.K., Stauffer P.R., Diederich C.J., et al. Survival benefit of hyperthermia in a prospective randomized trial of brachytherapy boost \pm hyperthermia for glioblastomamultiforme // *International Journal of Radiation Oncology Biology Physics, Proceedings of the American Society for Therapeutic Radiology and Oncology 38th Meeting*. – 1996. – Vol. 36, 1, Suppl. – P. 159.
78. Song C.W., Choi I.B., Nah B.S., et al. Microvasculature and perfusion in normal tissues and tumors. // In *Thermoradiotherapy and Thermochemotherapy. Biology, Physiology, Physics*. Seegenschmiedt MH, Fessenden P, Vernon CC (Eds), Berlin, Springer. – 1995. – Vol. 1. – P. 139-156.
79. Streffer C., van Beuningen D. The biological basis for tumor therapy by hyperthermia and radiation // In *Hyperthermia and the Therapy of Malignant Tumors*. Streffer J (Ed). – Berlin, Springer, 1987. – P. 24-70.
80. Takano Y.S., Harmon B.V., Kerr J.F.R. Apoptosis induced by mild hyperthermia in human and murine tumor cell lines: a study using electron microscopy and DNA gel electrophoresis // *Journal of Pathology*. – 1991. – Vol. 163. – P. 329-336.
81. Valdagni R., Amichetti, M. Report of long-term follow-up in a randomized trial comparing radiation therapy and radiation therapy plus hyperthermia to metastatic lymphnodes in stage IV head and neck patients // *International Journal of Radiation Oncology Biology and Physics*. – 1993. – Vol. 28. – P. 163-169.
82. Vernon C.C., Hand J.W., Field S.B., et al. Radiotherapy with or without hyperthermia in the treatment of superficial localized breast cancer: results from five randomized controlled trials // *International Journal of Radiation Oncology Biology and Physics*. – 1996. – Vol. 35. – P. 731-744.
83. Watson J.K. Applications of magnetism. New York, John Wiley & Sons. – 1980. – P. 6-7.
84. Wust P., Nadobny J., Felix R. Electromagnetic deep heating technology // In *Medical Radiology, Principles and Practice of Thermoradiotherapy and Thermochemotherapy*. Seegenschmiedt, MH, Fessenden, P, Vernon, C C (Eds), Berlin, Springer. – 1995. – P. 219-251.
85. Wust P., Stahl H., Loffel J., et al. Clinical physiological and anatomical determinants for radiofrequency hyperthermia // *International Journal of Hyperthermia*. – 1995. – Vol. 11. – P. 151-167.
86. Brusentsov N.A., Brusentsova T.N., Filinova E.Yu., et al., *J. Mag. Magn. Mat.* 253 (2005) 450.
87. Brusentsova T.N., Brusentsov N.A., et al., *J. Mag. Magn. Mat.* 253 (2005) 298.
88. Brusentsov N.A., Brusentsova T.N., Filinova E.Yu., et al., 6th Int. Conf. Scientific and Clinical Applications of Magnetic Carriers, Krems, Austria (2006) 110.
89. Brusentsova T.N., Kuznetsov V.D., 6th Int. Conf. Scientific and Clinical Applications of Magnetic Carriers, Krems, Austria (2006) 111.

МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕРМОХИМИОТЕРАПИЯ ЛИМФОЦИТАРНОЙ ЛЕЙКЕМИИ

Брусенцов Н.А., Брусенцова Т.Н.

Институт Механики МГУ, 117192, г. Москва, Мичуринский проспект, 1,
(brusentsov2005@yandex.ru);

Российский онкологический научный центр им. Н.Н. Блохина РАМН,
115478, г. Москва;

Филинова Е.Ю.

НОУ Прогрессивные медицинские исследования, 115446, г. Москва;

Шумаков Л.И.

Всероссийский НИИ радиотехники, г. Москва (Факс 095, 261-29-33);

Вольтер Е.Р.

НИИ экспериментальной патологии и терапии АН Абхазии, Сухум,
384900, гора Трапезия.

Новые лекарственные средства и технологии гипертермии необходимы: для повышения эффективности поликомпонентной терапии рака, уменьшения числа неоперабельных опухолей, которые не поддаются лечению из-за технических ограничений. Регионарная индукционная гипертермия, включающая избирательное нагревание опухолевых тканей при +43 – +45 °С, явилась началом нового направления в экспериментальной [1-36] и в клинической онкологии [4]. Нами разработаны магнитоуправляемые противопухолевые препараты (МПП) на основе наночастиц декстранферрита (ДФ), [3, 5-9, 21, 22, 26, 27, 29, 35, 36] наночастиц гадолиний замещенных декстранферритов (ГДФ) и наночастиц гадолиний замещенных декстранманганитов (ГДМ) [4]. Наночастицы ДФ, в полученных нами водных золях при pH 7,4 имеют ЛД₅₀ 5 г/кг на мышах и низкую токсичность на других экспериментальных животных [9, 21, 23, 28], увеличивают контрастность изображений при ЯМР томографии [35]. Частицы ДФ, концентрированные в опухоли неоднородным постоянным магнитным полем (НПМП), обладают высокой удельной абсорбцией энергии (УАЭ) переменного магнитного поля (ПеМП), они трансформируют абсорбированную энергию в теплоту и посредством этого вызывают гипертермию в районе их расположения [1-13, 23, 24, 28-30, 35]. Частицы ГДФ и ГДМ [22, 29], имеют меньшие, по сравнению с ДФ, величины температуры Кюри (Т_с) [22, 29], удельной намагниченности насыщения (σ) [22, 29], УАЭ ПеМП, скорости индукционного нагрева [31], ДФ>ГДФ>>>ГДМ, трансформируют абсорбированную энергию в теплоту и посредством этого вызывают гипертермию в районе их расположения.

Цитостатические средства алкеран (АН) и сарколизин (САР) не растворимы в воде [14]. Золи, содержащие ДФ, алкеран (АН) [14], и противоопухолевые антибиотики [15, 16], проявили цитостатическую активность на ряде экспериментальных мышинных опухолей [15] и на спонтанной опухоли собак [16].

Деструкция многих опухолевых клеток достигается при регионарной гипертермии повышением температуры непосредственно в опухоли до $+44 - +45^{\circ}\text{C}$ [3, 23-25, 28-30], либо повышением температуры всего тела до 43°C , с одновременным охлаждением головы, при общей гипертермии [18]. При генерализованных формах рака, для полного уничтожения опухолевых клеток в организме требуется одно-временный нагрев тела до $+43^{\circ}\text{C}$ и опухоли до $+45^{\circ}\text{C}$, либо термохимиотерапия, при которой сочетается действие цитостатических препаратов с гипертермией [23, 24, 28].

Выживаемость клеток МХ11 и Р388 *in vitro*, как функция времени экспозиции при $+44^{\circ}\text{C}$, в условиях нагрева их в среде, содержащей золи на основе ДФ, достигаемого индукционной гипертермией (0,88 МГц, 7,2 кА/м) или водяной баней была эквивалентной [3, 5-8, 17].

Нерешенной технической проблемой гипертермии *in vivo* остается трудность полного клиренса опухолевых клеток и автоматическая поддержка требуемой температуры в опухоли и в организме длительное время [23, 24].

Цель работы: определение противоопухолевой активности магнитоуправляемых противоопухолевых препаратов (МПП) на основе ДФ № 362, содержащих алкеран, при регионарной магнитоуправляемой термохимиотерапии (РМТ) лимфоцитарной лейкемии Р388 и карциномы Эрлиха на мышах ВДФ₁ в ПеМП на частоте 0,88 МГц, при индукции 9,3 кА/м и мощности 0,15 кВт.

Нами испытаны четыре водных золя на основе ДФ № 362, которые были приготовлены по модифицированному методу [7]. Образец исходного золя лиофилизировали и получили ДФ. Удельную намагниченность насыщения (σ) декстранферрита; его исходную магнитную восприимчивость (χ_{init}); зета потенциал (ζ) магнитоуправляемого золя; удельную абсорбцию энергии (УАЭ) золя; намагниченность насыщения (M_s) 10, 20, 30 и 40% золеей; аналитическое мембранное фракционирование, Gaussian/Nicompr и Volume-weighted Gaussian анализ распределения частиц по величине их диаметров и другие физические, химические и биологические свойства золеей на основе ДФ определили методами, представленными в работах [6-9, 12, 13, 15-17, 19, 23-29].

По физико-химическим свойствам и терапевтическим эффектам АН очень близок сарколизину [14, 19]. Для предупреждения гидролиза

АН его смешивание с золь ДФ проводили непосредственно перед инфльтрацией комплексного препарата ДФ+АН в опухоли.

60 Мышам BDF₁ весом 18-21 г, разводки вивария ГУ РОНЦ им Н.Н. Блохина РАМН, имплантировали под кожу правой лопатки клетки лимфоцитарной лейкемии P388 от 5×10^5 до 1×10^6 кл/мышь в стерильном 0,9% растворе хлорида натрия, имеющего рН 7,4, в объеме 0,05-0,1 мл, в соответствии с рекомендациями [19]. На 5-6 сутки после прививки лимфоцитарной лейкемии P388 опухоли пальпировали и выбрали 40 мышей, диаметр опухолей которых достигал 7-8 мм. Выбранных мышей разделили на 4 равные группы. Объем каждой опухоли вычислили как $V=0,5 \cdot (l \cdot n^2)$, где V – объем опухоли, l – длина, n² площадь. Опыты проводили, когда средний объем опухолей, достигал 450 мм³.

Аналогично поучили 40 мышей с карциномой Эрлиха, привитой под кожу правой лопатки. Опыты проводили, когда средний объем опухолей, достигал 350 мм³.

Магнитоуправляемый 30% золь 300 мкл, полученный на основе ДФ (содержание $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 36 мг; АН – 4 мкг; рН 6,6; ζ +15 мВт; M_s 7,5 кА/м; УАЭ 240 Вт/г Fe) медленно тонкой иглой вводили в опухоль и окружающие ткани с четырех сторон мышам 2, 3 и 4 групп. Причем, в 3 и 4 группах сразу после инфльтрации золь концентрировали в опухолевой ткани в течение 3-6 минут в НППМ путем размещения мыши в центре постоянного SmCo₅ магнита (50x50x20 мм, индукция 0,2 Тл, градиент 0,015 Тл/см). Внутритканевую концентрацию ДФ в опухоли определяли у мышей по методу [12], концентрацию АН – с помощью хроматографии [14]. Первая группа мышей, контрольная, получала 300 мкл 0,9% раствора хлорида натрия в виде внутриопухолевых инфльтраций.

Сразу после инфльтрации и концентрирования МПП, в опухоли, каждую мышь 2 группы, и сразу после концентрирования МПП в опухоли, каждую мышь 3 и 4 групп, помещали в непроводящие электрический ток оболочки и размещали в водяной рубашке [3-5, 23, 28], расположенной в катушке индуктивности (внутренний диаметр 60 мм; длина 200 мм; 0,88 МГц, 9,3 кА/м, 0,15 кВт). Через рубашку пропускали воду из проточного термостата (температура +37°C) и включали генератор переменного магнитного поля. Процедуры РМТ числом от 1 до 9, длительностью 30 мин, интервал 3 суток, проводили, как представлено на рис. 3 и в табл. 1. Одновременно с индукционным нагревом измеряли температуру опухоли [3, 5] и тела животного. Оценку противоопухолевой активности поводили по рекомендациям [19]. Статистический анализ проводили по рекомендациям [20].

Таблица 1

Противоопухолевый эффект регионарной магнитоуправляемой термохимнотерапии, на ткани плотной подкожной формы лимфоцитарной лейкемии P388 и среднее увеличение продолжительности жизни (УПЖ) самок мышей линии BDF₁

Группа	Число процедур	Средний объем опухоли (мм ³)	Относительный* объем опухоли (мм ³)	Полная регрессия опухоли (%)	УПЖ (%)
1	0	450±150	1,000	0	0
2	5	150±50	0,333	0	60
3	5	120±40	0,266	0	90
4	9	30±10	0,066	10	120

*Относительный объем опухоли=(средний объем опухоли каждой группы)/(средний объем опухоли первой группы).

ДФ представляет собой темно-коричневые пластинки, содержащие около 26% γ -Fe₂O₃, 72% декстрана и 2% воды. Удельная намагничённость насыщения (σ) декстранферрита 17 А·м²/кг, ЛД₅₀ 5 г/кг; 30% золь ДФ имеет темно-коричневую окраску, *pH* 6,6, ζ +15 мВ, *M_s* 7,8 кА/м; УАЭ 240 Вт/г Fe. По результатам просвечивающей электронной микроскопии золь ДФ диаметр кристаллического ядра 12 нм, диаметр микросфер 240 нм. Дисперсная фаза полученных золь ДФ представлена мицеллами. Результаты Gaussian/Nicomr анализа распределения частиц по величине их диаметров в 0,001% золе ДФ представлены на рис. 1.

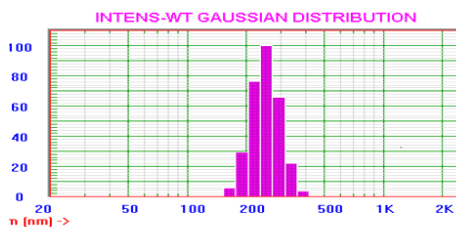


Рис. 1. Распределение твердых наночастиц по величине диаметров в 0,001 % золе декстранферрита: основная часть дисперсной фазы золя представлена наночастицами ДФ диаметром от 200 до 250 нм. В процессе изучения магнитных свойств золь ДФ определили прямую пропорциональную зависимость между величинами намагничённости насыщения золя и концентрацией ДФ. Золи индукционно нагреваются в ПеМП (0,88 МГц, 9,3 кА/м, 0,15 кВт) со скоростью до 2 °С/мг Fe мин

Полученные золи алкрана проявили устойчивость к гравитации, магнитным полям и лиофилизации. Результаты аналитического мембранного фракционирования зольей АН соответствуют результатам, полученным методом динамического светорассеяния и данным Gaussian/Nicomp анализа распределения твердых частиц из тех же образцов по величине диаметров в 0,001% золе алкрана, которые представлены на рис. 2.

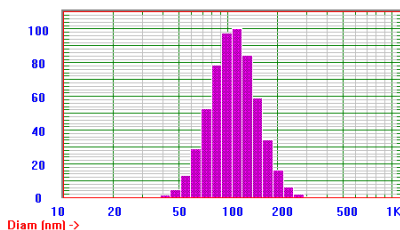


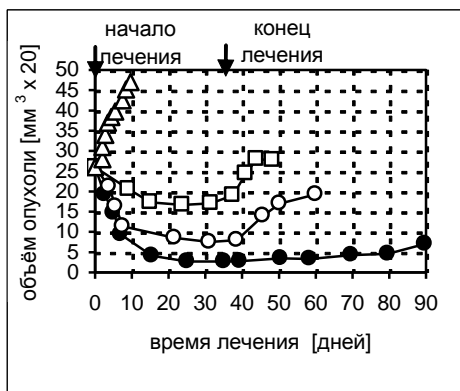
Рис. 2. Распределение твердых частиц по величине диаметров в 0,001% золе алкрана: основная часть дисперсной фазы представлена наночастицами диаметром от 75 до 150 нм

Намагниченность насыщения (M_s), разработанного смешанного золя ДФ и АН, зависела от состава и была от 0,9 до 7,5 кА/м, рН 6 – 9, ζ от +18 до -12 мВт; $УАЭ$ 240 Вт/г Fe.

Во 2 группе мышей после первой инфильтрации МПП в опухолевой ткани обнаруживалось от 3 до 6% введенного ДФ и от 1 до 3% введенного АН, которые определили методами магнитной сепарации [10, 11] и хроматографии [14]. От 28 до 60% введенного ДФ и от 15 до 30% введенного АН обнаруживалось в опухолевой ткани третьей и четвертой групп мышей после первой инфильтрации МПП с последующим его концентрированием НПМП. Температура опухоли во 2 группе при индукционном нагреве в ПеМП повышалась медленно; в 3 и 4 группах температура повышалась быстро и через 9 мин достигала +44°C. Температура внутри опухоли продолжала постепенно подниматься выше +45°C. У некоторых мышей наблюдались признаки перегрева кожи, покрывающей опухоль. Если сеанс РМТ продолжался 33 минуты, температура кожи, покрывающей опухоль, превышала +45°C, и у некоторых мышей появлялись признаки ожога кожи. Поэтому процедура РМТ в последующих опытах продолжалась не более 30 мин. В противоположность этому температура в прямой кишке и в опухоли без ДФ оставалась между 37 и 40°C.

В первой и второй группах объем опухоли у каждой мыши устойчиво увеличивался без признаков регрессии. В противоположность этому, в 3 и 4 группах наблюдалось уменьшение объема опухоли.

ли, начиная с первого дня лечения. Полная регрессия опухолей наблюдалась у одной мыши 4 группы. В процессе полной регрессии на месте опухоли образовалась короста, после отслоения которой осталась лысина, постепенно зарастающая седой шерстью, при этом, в течение 3 месяцев не наблюдалось рецидивов (рис. 3).



Δ группа 1, □ группа 2, ○ группа 3, ● группа 4

Рис. 3. Объем опухолей плотной формы лимфоцитарного лейкоза P388 у мышей BDF₁:
 Δ – контрольные животные после внутриопухолевых инъекций 300 мкл 0,9% раствора хлорида натрия (группа 1).

- – после 5 процедур, включающих внутриопухолевые инъекции состава, декстранферрит+алкеран с последующей гипертермией (ДФ+АН, группа 2);
- – после 5 процедур РМТ, включающих внутриопухолевые инъекции ДФ+АН, концентрирование в неоднородном постоянном магнитном поле (НПМП) с последующей гипертермией (группа 3);
- – после 9 процедур РМТ, включающих внутриопухолевые инъекции ДФ+АН, концентрирование в НПМП с последующей гипертермией (группа 4)

При регионарной магнитоуправляемой термохимиотерапии, вызванной пропущенным через слой воды толщиной 2 мм переменным магнитным полем (частота 0,88 МГц, индукция 9,3 кА/м, мощность 0,15 кВт), температура поверхности кожи, покрывающей опухоль, повышалась до +44°C, и поддерживалась на этом уровне с точностью около ±1°C. В центре опухоли температура была выше 45°C. Клетки в этом районе опухоли некротизировались. Однако, результаты гистологического исследования опухолевых тканей (рис. 4), содержащих внутри- и внеклеточные частицы ДФ показали, что отдельные опухолевые клетки, расположенные по периферии опухолей, выживали по-

сле трех сеансов РМТ и в дальнейшем образовали метастазы в под-
кожной клетчатке и в регионарных лимфатических узлах.

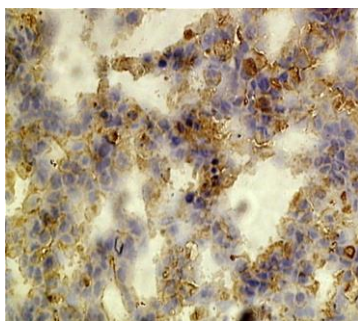


Рис. 4. Микрофотография гистологического среза плотной опухоли Р388 после трех сеансов РМТ, на которой интенсивно окрашен Берлинской лазурью только опухолевые клетки и ядра, содержащие феррит. Опухоль вырезали после третьей процедуры РМТ. Увеличение 10x25

Значительное уменьшение размеров опухолей наблюдалось после 5 сеансов РМТ в 3 группе, полная регрессия опухолей наблюдалась после 9 сеансов РМТ в 4 группе, по сравнению с контрольной, 1 группой в которой РМТ не проводилась, и со 2 группой, в которой РМТ проводилась без предварительной концентрации введенного в опухоль ДФ+А (рис. 3, табл. 1). Через 2 месяца после окончания лечения животные, получившие только 5 сеансов РМТ, были поражены метастазами, они передвигались с трудом, все процессы, обеспечивающие жизнеспособность, были затруднены. Их лимфатическая система была поражена опухолью.

В таблице 1 представлены: средние и относительные объемы опухолей, уровни полной регрессии и среднего увеличения продолжительности жизни (УПЖ) мышей на 36 день после конечной процедуры РМТ, включающей инфильтрации опухолей составом, ДФ+АН, концентрирование ДФ+АН неоднородным постоянным магнитным полем в опухоли и последующий нагрев опухолевых тканей в ПемП. Во второй группе РМТ проводилась без концентрирования МПП поэтому уменьшение среднего объема опухолей было незначительным: УПЖ – 105%. Значительное уменьшение размеров опухолей наблюдалось после 5 сеансов РМТ в 3 группе, полная регрессия опухолей наблюдалась после 9 сеансов РМТ в 4 группе. В 3 группе средний объем опухолей значительно уменьшился: УПЖ составляло 90. В 4 группе УПЖ составляло 110%, полная регрессия опухолей наблюдалась у одной из 10 мы-

шей ($P > 0.05$). В течение 3 месяцев после полной регрессии опухолей не наблюдалось рецидивов у 1 из 10 мышей в 4 группе. После регрессии первичных опухолей и метастазов, на их месте оставалась короста и алапация, которая постепенно зарастала седой шерстью.

Полученные результаты подтверждают преимущества РМТ опухолей перед индукционной гипертермией.

Для достижения полной регрессии плотной опухоли лимфоцитарной лейкемии Р388 необходимы: многократные инфильтрации золя ДФ, содержащего АН, с его последующим концентрированием в тканях опухоли неоднородным постоянным магнитным полем и РМТ. В группах, с применением концентрирования магнитных жидкостей, содержащих АН, в опухолевых тканях в сочетании с повторяющимися процедурами РМТ, число мышей с полной регрессией опухолей и продолжительность их жизни возрастали. К преимуществам данного способа терапии опухолей можно отнести:

- увеличение числа мышей с полной регрессией опухолей до 10 %;
- удлинение продолжительности их жизни до 120 %
- более глубокое проникновение ПеМП частотой 0,88 МГц в ткани опухоли по сравнению с проникновением света при лазерной гипертермии.

Заключение

Внутриопухолевые инфильтрации смешанного золя, декстранферрит (ДФ)-алкеран (АН), с концентрированием дисперсной фазы ДФ+АН в опухолевых тканях постоянным магнитным полем приводя к увеличению концентрации ДФ в опухоли до 60%, алкерана – до 30%, последующий индукционный нагрев в переменном магнитном поле, приводит к полной регрессии плотных опухолей лимфоцитарной лейкемии Р388 у 10% самок мышей BDF₁ и к 120% увеличению их средней продолжительности жизни при объеме исходных опухолей 150 – 200 мм³.

Работа проводилась при финансовой поддержке РФФИ 05-01-00839 и РФФИ 05-03-08215.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Брусенцов Н.А., ЖВХО им. Д.И.Менделеева, **35**, 759-766 (1990).
2. Jordan A., Wust P., Scholz R. et al., Scientific and Clinical Application of Magnetic Carriers. Hafeli et al. (Eds.), Plenum Press, New York, (1997), 569-578.
3. Брусенцов Н.А., Барышников А.Ю., Брусенцова Т.Н. и др., Патент РФ №2203111, 17.07.(2001) Бюл. Изобр. 2003 № 12.
4. Jordan A., Scholz R., K. Maier-Hauff et al. Presentation of a new magnetic field therapy system for the treatment of human solid tumors with magnetic fluid hyperthermia. J. Magn. Magn. Mater., **225**, 118-126 (2001).
5. Брусенцов Н.А., Брусенцова Т.Н., Сергеев А.В. и др., Хим.-Фарм. Ж., **34**, №4, 38-44 (2000).

6. Брусенцов Н.А., Шевелев А.А., Брусенцова Т.Н. и др., Хим.-Фарм. Ж., **36**, № 3, 8-10, (2002).
7. Brusentsov N.A., Nikitin L.V., Brusentsova T.N., et al. J. Mag. Magn. Mat., **252**, 378-380 (2002).
8. Brusentsov N.A., Gogosov V.V., Brusentsova T.N. et al., J. Magn. Magn. Mater., **225**, 113-117 (2001).
9. Kuznetsov O.A., Brusentsov N.A., Kuznetsov A.A. et al., J. Magn. Magn. Mater., **194**, 83-89 (1999).
10. Брусенцов Н.А., ЖВХО им. Д.И. Менделеева , **32**, N5, с. 562-569 (1987).
11. Брусенцов Н.А., Лыков В.В., ЖВХО им. Д.И. Менделеева **34**, N 5, 566-572 (1989).
12. Сыркин А.Б., Юшков С.Ф., Булычев Ю.Н. и др., Экспериментальная онкология **12**, 71-72 (1990).
13. Брусенцов Н.А., Гогосов В.В., Лукашевич М.В., Хим.-Фарм. Ж., **30**, N 10, 48-53 (1996).
14. Брусенцов Н.А., Ж. Всес. хим. о-ва им. Д.И. Менделеева, **36**, N3, 353-355 (1991).
15. Брусенцов Н.А., Глазкова Т.Ю., Яворская Н.П., Экспериментальная онкология, **12**, N 6, 59, 60 (1990).
16. Митин В.Н., Брусенцов Н.А., Тезисы докладов 4-й Всесоюзной конференции по магнитным жидкостям, Иваново, **1**, 218, 219 (1985).
17. Brusentsov N.A., Komissarova L.Kh., Kuznetsov A.A., et al., J. European Cells and Materials **3**, Supl. 2, 70-73, (2002).
18. Сувернев А.В., Писарев А.А., Пенягин А.Н. и др. Патент РФ № 2126667, 27.02.(1999) Бюл. Изобр. № 6.
19. Ларионов Л.Ф., Химиотерапия злокачественных опухолей, Мед. лит., Москва (1962).
20. Реброва О.Ю., Статистический анализ медицинских данных, Медиа Сфера, Москва (2002).
21. Brusentsov N.A., Brusentsova T.N., Baryshnikov A.Yu., in book, Biocatalytic Technology and Nanotechnology, Editor: G.E. Zaikov, Nova Science Publishers, Inc., 2004, pp. 59-63.
22. Брусенцова Т.Н., Полянский В.А., Кузнецов В.Д., Сб. науч. трудов 11-й Международной плесской конф. по магнитным жидкостям, Плес, РФ, 2004, с. 239-241.
23. Брусенцов Н.А., Брусенцова Т.Н., Барышников А.Ю., Сб. науч. трудов 11-й Международной плесской конф. по магнитным жидкостям, Плес, РФ, 2004, с. 242-247.
24. Брусенцов Н.А., Брусенцова Т.Н., Барышников А.Ю., Сб. науч. трудов 11-й Международной плесской конф. по магнитным жидкостям, Плес, РФ, 2004, с. 248-253.
25. Брусенцов Н.А., Барышников А.Ю., Брусенцова Т.Н., Сб. науч. трудов 11-й Международной плесской конф. по магнитным жидкостям, Плес, РФ, 2004, с. 258-267.
26. Brusentsov N.A., Kuznetsov V.D., Brusentsova T.N., J. Mag. Magn. Mat. **252** (2004) 2350-2351.
27. Bayburtskiy F.S., Larin M.Yu., Goncharov L.A., Program and Abstracts 5th International Conference on the Scientific and Clinical Applications of Magnetic Carriers, May 20-22, 2004, Lyon, France, P. 163.
28. Brusentsov N.A., Brusentsova T.N., Shumakov L.I., Program and Abstracts 5th International Conference on the Scientific and Clinical Applications of Magnetic Carriers, May 20-22, 2004, Lyon, France, P. 46.
29. Brusentsova T. N., Kuznetsov V. D., Nikyforov V. N., Program and Abstracts 5th International Conference on the Scientific and Clinical Applications of Magnetic Carriers, May 20-22, 2004, Lyon, France, P. 155.
30. Kuznetsov A.A., Brukvin V.A., Brusentsov N.A., Program and Abstracts 5th International Conference on the Scientific and Clinical Applications of Magnetic Carriers, May 20-22, 2004, Lyon, France, P. 49.

31. Брусенцов Н.А., Брусенцова Т.Н., Полянский В.А., Патент РФ № 2236688 от 20.09.2004 Бюл. №26.
32. Mikkelsen C., Hansen M.F., Bruus H., *J. Mag. Magn. Mat.* 293, (2005) 587.
33. Brusentsov N.A., Brusentsova T.N., Filinova E.Yu., et al., *J. Mag. Magn. Mat.* 253 (2005) 450.
34. Brusentsova T.N., Brusentsov N.A., et al., *J. Mag. Magn. Mat.* 253 (2005) 298.
35. Brusentsov N.A., Brusentsova T.N., Filinova E.Yu., et al., 6th Int. Conf. Scientific and Clinical Applications of Magnetic Carriers, Krems, Austria (2006) 110.
36. Brusentsova T.N., Kuznetsov V.D., 6th Int. Conf. Scientific and Clinical Applications of Magnetic Carriers, Krems, Austria (2006) 111.

ПРОЕКТ ТЕХНИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ НА МАГНЕТИТ МЕЛКОДИСПЕРСНЫЙ СИНТЕТИЧЕСКИЙ ДЛЯ МЕДИЦИНСКОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ

**Левитин Е.Я., Оноприенко Т.А., Ведерникова И.А., Коваль А.А.,
Цихановская И.В.**

Национальный фармацевтический университет
61002, г. Харьков, ул. Пушкинская, 53, тел/факс (0572) 47-01-64.



Левитин Евгений Яковлевич окончил ХФИ в 1974 году. Работает в НФаУ с 1978 г. В 2004 г. защитил докторскую диссертацию по теме: «Синтез и биологическая активность производных галогенбензойных кислот и акридинов, созданных на их основе». Имеет 151 научных публикаций, в том числе 56 статей, 16 авторских свидетельств РФ и Украины. В настоящее время, зав. кафедры неорг. химии НФаУ.



Оноприенко Татьяна Алексеевна окончила ХГУ в 1966г. С 1993 года работает в НФаУ. В 1978г. защитила кандидатскую диссертацию по теме: «Исследование равновесий с участием ионных и молекулярных форм брома и хлора в минеральных и хлоридных солевых растворах». Имеется 88 научных публикации, в том числе 60 статей, 4 авторских свидетельства, 3 статьи в иностранных журналах. В настоящее время является доцентом кафедры неорганической химии НФаУ.



Ведерникова Ирина Алексеевна окончила ХПИ в 1992 году. Работает в НФаУ с 2000 года. В 2006 году защитила кандидатскую диссертацию по теме: «Синтез, свойства и биологическая активность магнетита и магнитоуправляемой жидкости». Имеет 23 научных публикаций, в том числе 7 статей, два патента Украины. В настоящее время ассистент кафедры неорганической химии НФаУ.



Коваль Алла Александровна окончила ХПИ в 1991 году. С 2001 г. работает в НФаУ. Имеет 14 научных публикаций, из них 5 статьи. В настоящее время ассистент кафедры неорганической химии НФаУ.

Цихановская Ирина Васильевна окончила Владимирский политехнический институт в 1988 году. В 1988 г. защитила кандидатскую диссертацию по теме: «Непредельные эфиры оксимов и диоксимов; синтез, физико-химические свойства и внедрение как комплексонов и модифицирующих добавок». Имеет 60 научных публикаций, из них 10 статей, 26 авторских свидетельства на изобретения. В настоящее время является доцентом кафедры неорганической химии НФаУ.

Отсутствие нормативно-технической документации на магнетит, утвержденных методов его стандартизации существенно мешает широкому его использованию в фармацевтической практике. Этот вопрос поднимался на X Международной Плесской конференции [1], но практического решения не нашел.

Настоящая работа направлена на разработку проекта технических условий на магнетит синтетический мелкодисперсный типа Fe_3O_4 , который получают конденсацией солей железа двух- и трехвалентного и гидроксида аммония, для использования в фармации и медицине.

Исходя из области применения частиц магнетита, среди характеристик подлежащих контролю были выделены: количественный и качественный состав частичек, величина намагниченности (как магнитную характеристику), органолептические характеристики, размер частиц, а также определение безопасности и безвредности использования магнетита при создании фармацевтических объектов.

При определении органолептических показателей синтезированных частиц магнетита было установлено, что по внешнему виду магнетит представляет собой тонкоизмельченный однородный порошок без посторонних включений, черного или темно-коричневого цвета, без запаха (ГОСТ 29188.0-91).

При изучении качественного и количественного состава частиц магнетита был использован метод рентгенофлуоресцентного анализа. Этот метод является высокоэкспрессным, позволяет идентифицировать широкий спектр элементов качественно и количественно, наряду с контролем содержания железа может контролировать и примеси.

Расчет массовой доли железа и других компонентов проводили по методу фундаментальных параметров с помощью программы аналитического комплекса «Quan X», по методике определения концентрации металлов в природных, питьевых и сточных водах методом рентгенофлуоресценции (свидетельство о метрологической аттестации Госстандарта Украины ХЦСМ №8-9096). Диапазон установленной погрешности измерения концентрации элементов соответствует ГОСТ 27384-87.

Количественную оценку содержания железа проводили методом сравнения интенсивности излучения со стандартом, в качестве которого служит образец чистого железа, по линии $K\alpha = 1936 \text{ m}\text{\AA}$.

По результатам испытаний было установлено, что синтезированные частички магнетита содержат до 90-95% основного вещества (Fe_3O_4), следы других элементов – Ca, K, S, Cl, Si, Al, Cr, Mn, Ni.

Величину намагниченности насыщения мелкодисперсного магнетита определяли мостовым методом, она составила примерно 340 кА/м. Степень мелкодисперсности (средний размер частиц) – магнитограну-

лометрическим методом и методом прямого определения с использованием электронного микроскопа. Было установлено, что средний размер частиц 10-15 нм, но при этом они агрегированы в кластеры величиной 50-150 нм.

При исследовании токсико-гигиенических и микробиологических показателей мелкодисперсного магнетита было определено отсутствие острой и хронической токсичности при нанесении на кожу, кожно-раздражающего и сенсибилизирующего действия.

С целью изучения процессов происходящих в магнетите при различных температурах проведены термографические исследования образцов синтетического магнетита. Изучены дифференциально-термические, дифференциально-термогравиметрические и термогравиметрические зависимости в диапазоне температур 20-900°C, со скоростью нагрева 5°C/мин.

Было определено, что при температурах 100, 135 и 250°C происходят эндотермические реакции с небольшой потерей массы образца (до 8%). Можно предположить, что при этом происходит удаление физически сорбированной и структурно-связанной воды. Также было изучено, что термические превращения образца магнетита начинаются в области высоких температур (более 260°C), а окисление магнетита в немагнитную α -модификацию оксида железа (III) происходит при температуре 600°C, что соответствует точке температуры Кюри магнетита.

По результатам проведенных исследований были установлены показатели контроля качества магнетита, определены методы их контроля. Синтетический мелкодисперсный магнетит для медицинского использования должен соответствовать требованиям и нормам, которые содержат следующие характеристики: показатели внешнего вида, оценка цвета, запаха, массовой части соединений железа в пересчете на Fe_3O_4 , массовой части соединений растворимых в воде, показатель влажности (массовая доля воды и летучих веществ), значение pH водной вытяжки, показатель степени измельчения и намагниченности насыщения [2].

По токсико-гигиеническим показателям магнетит должен соответствовать ДсанПіН 2.2.9.027 и требованиям, указанным в табл. 1.

Таблица 1.

№ п/п	Наименование показателя	Норма
1	Индекс «острой» токсичности при нанесении на кожу, не более	0
2	Индекс «хронической» токсичности при нанесении на кожу, не более	0
3	Индекс кожно-раздражающего действия, не более	0
4	Индекс сенсибилизирующего действия, не более	0

По микробиологическим показателям магнетит должен соответствовать нормам, указанным в табл. 2.

Таблица 2.

№ п/п	Наименование показателя	Норма
1.	Количество мезофильно-аэробных и факультивно-анаэробных микроорганизмов, КОЕ/(см ³), не более	1000
2.	Бактерии сем. Enterobacteriaceae, ед/г(см ³)	Отсутствие
3.	Бактерии сем. Staphylococcus aureus, ед/г(см ³)	Отсутствие
4.	Бактерии сем. Pseudomonas aeruginosa, ед/г(см ³)	Отсутствие
5.	Количество дрожжевых и плесневых грибов, ед/г(см ³), не более	100

Определение микробиологических показателей следует проводить в соответствии ДФУ (Державна Фармакопея України) [3] и другим методикам Министерства охраны здоровья Украины.

Проект технических условий на мелкодисперсный синтетический магнетит для использования в фармации и медицине проходит стадию внедрения.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Завадский С.П., Харитонов Ю.Я., Черкасова О.Г., Цыбусов С.Н. Стандартизация магнитных лекарственных форм // Труды X Международной Плесской конференции по магнитным жидкостям. – Иваново: ИГЭУ, 2002. – С. 336-337.
2. Ведерникова И.А. Синтез, свойства и биологическая активность магнетита и магнитоуправляемой жидкости: Дис. ... канд. фарм. наук: 15.00.02. – Харьков, 2006. – 133 с.
3. Державна Фармакопея України/Державне підприємство «Науково-експертний фармакопейний центр». 1-е вид. – Харків: РІРЕГ, 2001. – 556 с.

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.**
Институт энергетических проблем химической физики РАН,
119331, г. Москва, Ленинский пр., д.38, корп. 2.
E.mail: nnglu@mail.ru

Высокая биологическая активность, низкая токсичность по отношению к эукариотам, пролонгированное действие наночастиц железа [1] позволяют использовать их для создания лекарственных средств, применяемых в профилактике и лечении железодефицитной анемии. Такие лекарственные препараты на основе наночастиц железа помогут существенно снизить риск развития побочных эффектов. В то же время влияние наночастиц железа на рост микроорганизмов – представителей патогенной и нормальной микрофлоры – еще не исследовалось. В связи с этим нами проведено изучение влияния наночастиц железа в широком диапазоне концентраций на представителей грамположительных и грамотрицательных типов бактерий.

Наночастицы железа были получены химико-металлургическим методом, состоящим в низкотемпературном восстановлении водородом ультрадисперсного гидроксида железа (III) [2].

Опыты проводили на культурах клеток грамотрицательных бактерий *E. coli* K12 и *E. coli* AB1157 и грамположительных бактерий *St. albus*. Культуры клеток выращивали в течение 24 часов в глюкозо-минеральной среде M-9, в жидкой или агаризированной питательных средах.

Для изучения действия наночастиц железа использовали диско-диффузионный тест-метод. Показано, что помещение дисков с наночастицами железа на поверхность агаризированной питательной среды, засеянной тест-культурами, вызывает гибель грамположительных бактерий *St. albus*. При этом существует прямая зависимость между площадью зоны лизиса (зоны, где рост культуры отсутствует) и содержанием наночастиц железа в диске. Действие наночастиц на культуру грамотрицательных бактерий *E.coli* AB1157 менее выражено: для неё также наблюдаются зоны лизиса, но на их поверхности отмечается вторичный рост (рис. 1).

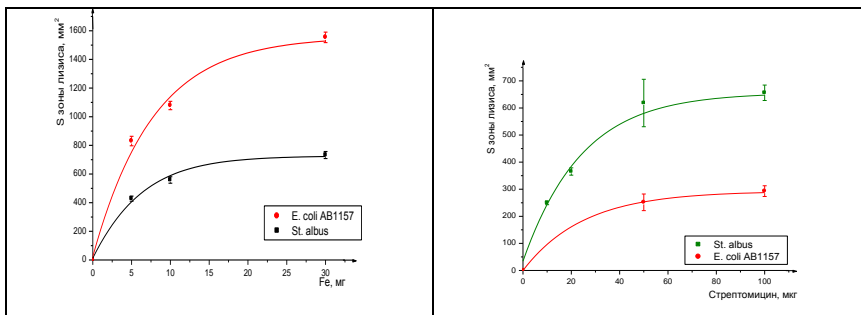


Рис. 1. Зависимость площадей зон лизиса от содержания наночастиц железа и стрептомицина в таблетке для культур *E. coli* AB1157 и *St. albus*

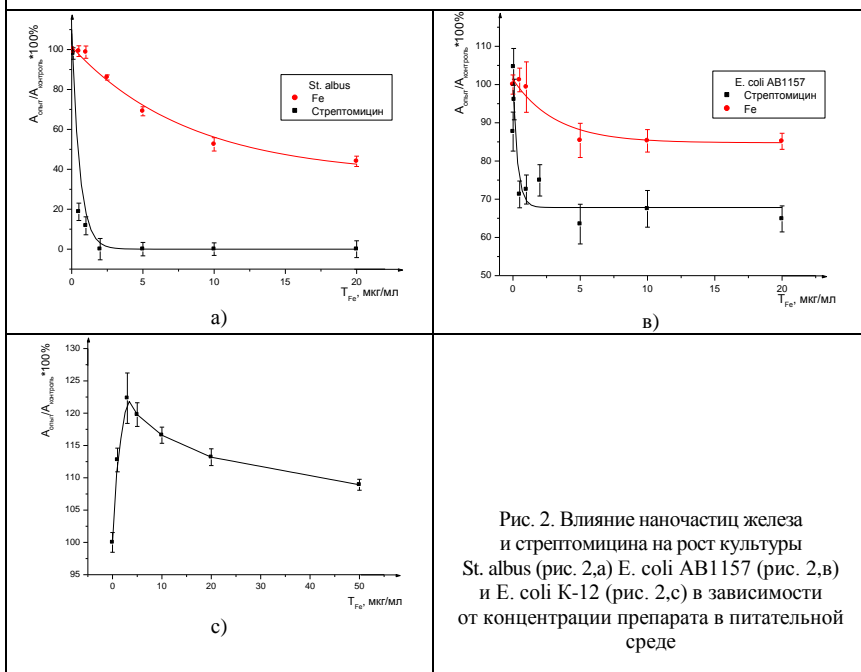


Рис. 2. Влияние наночастиц железа и стрептомицина на рост культуры *St. albus* (рис. 2,а) *E. coli* AB1157 (рис. 2,в) и *E. coli* K-12 (рис. 2,с) в зависимости от концентрации препарата в питательной среде

Нами установлено, что наночастицы железа способны ингибировать рост микроорганизмов и в жидких средах. Так, введение наночастиц железа в концентрациях от 0,05 до 20 мкг/мл в питательную среду вызывает ингибирование роста клеток *St.albus* (среда МПБ) до 45%, *E.coli* AB1157 (среда МПБ) – до 15%. В этих же условиях стрептомицин в виде водного раствора ингибирует на 100 и 45% соответственно. На рис. 2, в видно, что наночастицы железа и стрептомицин оказывают сопоставимое

воздействие на рост грамтрицательных клеток *E.coli* AB1157. В то же время антимикробное действие стрептомицина на клетки *St.albus* выражено значительно сильнее, чем у наночастиц железа (рис. 2,а).

На рост культуры *E.coli* K-12 наночастицы железа оказывают иное действие. В концентрациях от 1,0 до 50 мкг/мл наблюдается стимуляция роста микробных клеток на 10-20% (рис. 2с). Возможно, такое влияние на рост бактерий связано с тем, что штамм *E.coli* K-12 обладает способностью усваивать ионы железа из внешней среды. Стрептомицин в концентрациях от 0,5 до 20 мкг/мл действует бактериостатически, вплоть до полного подавления роста культуры *E. coli* K-12.

Известно, что на структурно-функциональные свойства бактерий оказывает влияние pH среды. Изменение pH в сторону кислой или щелочной приводит к гибели микробных клеток. Нами показано, что значение pH среды при проведении экспериментов практически не менялось, составляя: для *St.albus* – 5,4-5,7; для *E.coli* AB1157 – 6,8-7,0 и для *E.coli* K-12 – 6,8-6,9. Поэтому наблюдаемое нами влияние на рост микробных клеток при введении в ростовую среду наночастиц железа не может быть связано с изменением pH среды.

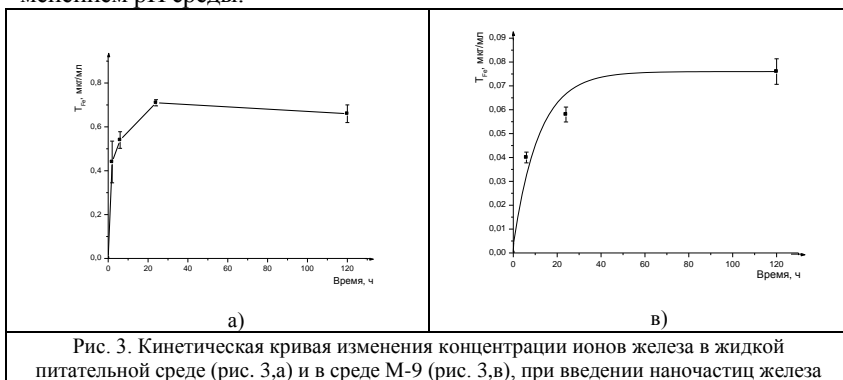


Рис. 3. Кинетическая кривая изменения концентрации ионов железа в жидкой питательной среде (рис. 3,а) и в среде М-9 (рис. 3,в), при введении наночастиц железа

Как показали наши исследования, при введении в среду роста микроорганизмов наночастиц железа происходит высвобождение ионов железа (II, III): через 24 часа в ионной форме находится 0,7% от исходной концентрации наночастиц, введенных в жидкую питательную среду, и 0,08% – в среде М-9. При этом pH среды практически не изменяется. Следовательно, наблюдается постепенное поступление ионов железа из наночастиц в среду роста микробных клеток, что обуславливает их пролонгированное действие.

В 2005 году появилась работа канадского учёного Тейлора, в которой показана связь между антимикробной активностью наноча-

стиц серебра и их физико-химическими свойствами. [3] Поэтому нами были изучены физико-химические характеристики наночастиц железа.

На рис. 4 приведена фотография наночастиц железа, полученная методом просвечивающей электронной микроскопии. Видно, что наночастицы имеют сферическую форму, усечённую по Z-оси. Они обладают монокристаллической структурой и имеют сложный фазовый состав. По результатам электронной микроскопии получены диаграммы распределения частиц по размерам и кривые накопленных частот распределения по размерам (рис. 5,а). Средний диаметр наночастиц около 50 нм (+/-1нм). Основное число частиц приходится на наночастицы с размером от 40 до 60 нм.

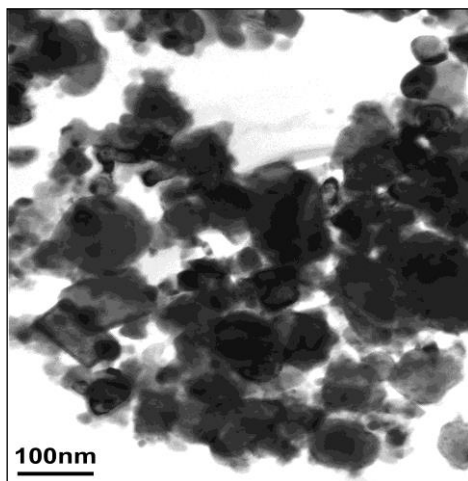


Рис. 4. Фотоснимок наночастиц железа

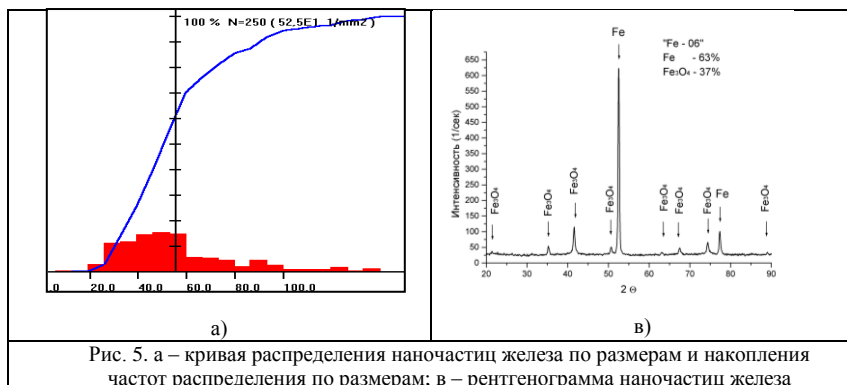


Рис. 5. а – кривая распределения наночастиц железа по размерам и накопления частот распределения по размерам; в – рентенограмма наночастиц железа

Электронная микроскопия высокого разрешения позволила установить, что наночастицы имеют металлическое ядро, состоящее из α -Fe, покрытое сплошной оксидной пленкой. Порошки пиррофорны и требуют пассивации.

Методом газового анализа установлено, что:

- Удельная поверхность свежеприготовленных порошков железа не ниже $95 \text{ м}^2/\text{г}$;
- в адсорбированном виде на поверхности наночастиц содержится до $24 \text{ см}^3/\text{г}$ водорода;
- общее содержание кислорода равно 15% .

По результатам рентгенофазового анализа наночастиц получены рентгенограммы (рис. 5,в), по которым установлено фазовое состояние наночастиц железа. Показано, что наночастицы железа содержат 63% α -Fe и 37% Fe_3O_4 .

Следовательно, наночастицы железа, в зависимости от их концентрации и вида микроорганизмов, могут оказывать как ростстимулирующее, так и ингибирующее действие. Полученные результаты необходимо учитывать при создании и использования лекарственных препаратов на основе наночастиц железа, т.к. они могут оказывать влияние на микрофлору кишечника.

Показано, что использование физико-химических методов анализа дает возможность оценивать структуру и состав наночастиц, что необходимо для контроля качества лекарственных препаратов на основе наночастиц железа.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Коваленко Л.В., Павлов Г.В., Фолманис Г.Э., Бахтин С.Н., Вавилов Н.С., Евсюков С.М., Сычев А.В. / Биологическое действие ультрадисперсных порошков железа низкотемпературного водородного восстановления // Перспективные материалы. – 1998. – № 3. – С.62-67.
2. Коваленко Л.В., Вавилов Н.С., Фолманис Г.Э. «Способ получения железного порошка и устройство для его осуществления», №2058223, зарег. 20.04.96, опубл. Бюлл. №11, 20.04.96.
3. Taylor P.,L., Ussher A.L., Burrell R.E. Impact of heat on nanocrystalline silver dressings.// Biomaterials. – 2005. – № 12.

КОНТРОЛЬ КАЧЕСТВА МАГНИТНЫХ ЛЕКАРСТВЕННЫХ СРЕДСТВ

Шабалкина Е.Ю., Черкасова О.Г., Харитонов Ю.Я., Арзамасцев А.П.

ГОУ ВПО Московская медицинская академия им. И. М. Сеченова
Россия, 105043, г. Москва, ул. 5-я Парковая, 21, Химический корпус
ММА, к. 516, контактный телефон (095) 165- 37- 47;
E-mail:elenasch25@mail.ru ; факс 915-87-63

Коченов В.И., Цыбусов С.Н.

Лаборатория медицинской криологии кафедры оперативной хирургии
ГОУ ВПО «Нижегородская государственная медицинская академия»
Россия, 603104, г. Н.Новгород, ул. Медицинская, д. 1. Тел. (8312) 655904
E-mail:kriol.nnov@list.ru

Шабалкина Елена Юрьевна окончила фармацевтический факультет Московской медицинской академии им. И. М. Сеченова в 2005 году. В настоящее время является соискателем кафедры аналитической, физической и коллоидной химии ММА им. И.М. Сеченова. Имеет 1 научную публикацию.

Черкасова Ольга Гавриловна в 1973 году окончила химический факультет Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова (МГУ). В 1980 году защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата химических наук, а в 1993 году – диссертацию на соискание ученой степени доктора фармацевтических наук. В 1997 году ей присвоено ученое звание профессора. Имеет более 170 научных публикаций, в том числе авторские свидетельства и патенты. В настоящее время является профессором кафедры аналитической, физической и коллоидной химии Московской медицинской академии им. И. М. Сеченова.

Магнитные лекарственные средства условно можно поделить на две группы в соответствии с природой магнитного наполнителя (магнитного носителя).

Представители первой группы (магнитные жидкости, магнитные мази, магнитные гели, магнитные пасты, магнитные микрокапсулы, магнитные сорбенты и др.) содержат мелкодисперсные частицы магнитномягкого материала. Представители второй группы (магнитные суппозитории, магнитные пластыри, магнитные ректальные капсулы и др.) содержат мелкодисперсные частицы магнитнотвердого материала. Выбор природы магнитного наполнителя определяется, прежде всего, назначением магнитной лекарственной формы.

Основное назначение первой группы магнитных лекарственных средств базируется на силовом их взаимодействии с наружным источником постоянного или переменного магнитного поля. Основное назначение второй группы магнитных лекарственных средств – их магнито-

терапевтическое действие. Однако и магнитным веществам первой группы в ходе терапевтического применения Возможно придание магнитотерапевтических свойств путем одновременного воздействия внешним магнитным полем (Патент РФ №2246280. Публ. 20.02.2005. б..№5).

Качество магнитных лекарственных средств необходимо контролировать по следующим общим критериям.

1. Органолептический контроль: цвет, запах, металлический блеск, механические включения.
2. Определение подлинности, включающее тесты на подлинность лекарственного вещества и магнитного наполнителя (носителя).
3. Контроль микробиологической чистоты необходимо проводить в соответствии с требованиями ГФ Х I и Изменения № 3, категория 3А.
4. Количественное определение, включающее определение содержания лекарственного вещества и магнитного наполнителя (носителя).
5. Специфические магнитные показатели: для первой группы магнитных лекарственных средств – намагниченность насыщения; для второй группы магнитных лекарственных средств – максимальная остаточная магнитная индукция на поверхности (возле полюсов)

Дополнительные требования к качеству конкретной магнитной лекарственной формы оговариваются в соответствующих нормативных документах. Так, при оценке качества магнитных ректальных суппозиториях (вторая группа) в нормативную документацию необходимо заложить в качестве показателя оценки качества – экспозицию постоянного магнитного поля свечи. Этот показатель является одним из числа определяющих терапевтический эффект лекарственной формы. При контроле качества магнитных мазей для криохирургии и криотерапии небных миндалин (первая группа) необходимо контролировать теплопроводность лекарственной формы.

ОЦЕНКА ПРИГОДНОСТИ ЖЕЛЕЗОУГЛЕРОДНОГО ПОРОШКА КАК КОМПОНЕНТА МАГНИТНОЙ МАЗЕВОЙ КОМПОЗИЦИИ ДЛЯ КРИОХИРУРГИИ И КРИОТЕРАПИИ НЕБНЫХ МИНДАЛИН

**Шабалкина Е.Ю., Черкасова О.Г., Матюшина Г.П.,
Харитонов Ю.Я., Краснюк И.И.**

Московская медицинская академия им. И. М. Сеченова
Россия, 105043, г. Москва, ул. 5-я Парковая, д. 21, Химический корпус
ММА, к. 516, контактный телефон (095) 165-37-47;
E-mail: elenasch25@mail.ru; факс 915-87-63

Коченов В.И., Цыбусов С.Н.

Лаборатория медицинской криологии кафедры оперативной хирургии
ГОУ ВПО «Нижегородская государственная медицинская академия»
Россия, 603104, г. Н.Новгород, ул. Медицинская, д. 1. Тел. (8312) 655904
E-mail: kriol.nnov@list.ru

Добринский Э.К.

ГНИИХТЭОС, г. Саратов, лаб. 33, контактный телефон 98-52-85;
E-mail: LUTAN@SAN.ru

Глебов В.И.

ФГУП ВНИИ неорганических материалов им. акад. А.А. Бочвара
Россия, 123060, г. Москва, ул. Рогова, 5, контактный телефон 190-84-88;
E-mail: glebov@newmail.ru

Шабалкина Елена Юрьевна окончила фармацевтический факультет Московской медицинской академии им. И. М. Сеченова в 2005 году. В настоящее время является соискателем кафедры аналитической, физической и коллоидной химии ММА им. И. М. Сеченова. Имеет 1 научную публикацию.

Черкасова Ольга Гавриловна в 1973 году окончила химический факультет Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова (МГУ). В 1980 году защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата химических наук, а в 1993 году – диссертацию на соискание ученой степени доктора фармацевтических наук. В 1997 году ей присвоено ученое звание профессора. Имеет более 170 научных публикаций, в том числе авторские свидетельства и патенты. В настоящее время является профессором кафедры аналитической, физической и коллоидной химии Московской медицинской академии им. И.М. Сеченова.

Криогенные воздействия являются самыми перспективными и универсальными среди методов лечения небных миндалин. Однако сложность их анатомического строения оставляет открытой проблему создания плотного механического, а, следовательно, и теплового контакта между поверхностью криоинструмента и тканью миндалин. В

работе [1] нами показано, что эту проблему можно устранить, используя магнитную мазевую композицию на вазелин – ланолиновой основе, содержащую магнетит. Под действием наружного магнитного поля частицы магнитного наполнителя мазевой композиции проникали в крипты и лакуны, «нашпиговывая» тело миндалины, выстраивались в цепочки по вектору поля, обеспечивая необходимую теплопроводность не только на поверхности миндалины, а по всему ее объему.

В ГНИИХТЭОС (г. Саратов, лаб.33) налажено производство мелкодисперсных железоуглеродных порошков плазменно-химическим методом. Указанный магнитный материал по теплопроводности [2] и намагниченности насыщения [3] превосходит оксидный материал – магнетит и, как нам представляется, является перспективной магнитной фазой при разработке магнитных мазевых композиций для криохирургии и криотерапии.

Цель настоящей работы состояла в предварительной технологической оценке пригодности железоуглеродного порошка, полученного плазменнохимическим методом, в качестве феррофазы магнитных композиций. Поставленная цель определила следующие основные задачи исследования:

- оценить чистоту железоуглеродного порошка на присутствие в нем водорастворимых примесей;
- провести скрининг мазевых основ и выбор оптимальной концентрации магнитной фазы;
- провести визуальную качественную оценку стабильности состава приготовленных мазевых композиций.

Для определения чистоты железоуглеродного порошка готовили водное извлечение данной субстанции: навеску анализируемого порошка массой ~ 0,1 г помещали в пробирку объемом 20 мл, заливали твердую фазу 10-15 мл дистиллированной воды, хорошо взбалтывали. Взвесь в пробирке оставляли на трое суток, периодически перемешивая содержимое пробирки. Водное извлечение получали после фильтрования взвеси через бумажный фильтр. Полученное водное извлечение анализировали на содержание в нем ионов железа(II), железа(III), хлорид-, сульфат- и нитрат ионов, используя соответствующие фармакопейные реакции. Кроме того проводили фармакопейный тест на присутствие в водном извлечении ионов тяжелых металлов. Полученные результаты представлены в табл. 1. Из данных табл. 1 видно, что водорастворимые примеси в железоуглеродном порошке не обнаружены.

Нами были приготовлены мазевые основы гидрофильного и гидрофобного характера. Их состав отражен в табл. 2.

В приготовленные образцы мазевых основ магнитный порошок вводили по типу суспензии. Сначала рассчитанную массу порошка диспергировали с небольшим количеством основы, далее основа добавлялась полностью, перемешивание осуществляли до достижения однородности (ГФ Х I, статья 709)

При выборе оптимальной концентрации магнитного наполнителя исходили из следующих соображений. С одной стороны, магнитная композиция должна легко намагничиваться и притягиваться к наружному постоянному магниту с минимальной индукцией на поверхности. Сила механического взаимодействия магнитной композиции с наружным магнитом прямо пропорциональна концентрации магнитного наполнителя. С другой стороны, консистенция мазевой композиции должна обеспечивать легкое ее проникновение в лакуны и крипты миндалин. Имитируя небную миндалину, из картофеля вырезали брусочки размерами 2,0x2,0x2,5 см. В брусочке проволокой прокалывали сквозные ходы диаметром приблизительно 2 мм. Образцы мазей с массовой долей магнитного наполнителя от 5 до 80% наносили на верхнюю поверхность модели. С нижней стороны модели через целлофановую пленку подносили постоянные магниты из сплава неодим-железо-бор. Предварительно одним из соавторов работы (проф. Глебовым В.И.) была рассчитана максимальная индукция поля создаваемая используемыми магнитами на расстоянии 2,5 см от их поверхности (15-50 мТл).

Лучшей считалась та композиция, которая под действием магнита с наименьшим значением индукции поля (15 мТл), легко проникала в отверстия модели и полностью заполняла ее ходы. Результат фиксировали по срезам модели. Параллельно проводили визуальную оценку расслаивания выбранных систем, их консистенции, отношения выбранных систем к высыханию. Совокупность перечисленных тестов позволила отдать предпочтение мазевым композициям, состав которых представлен в табл. 3.

Таблица 3
Состав отобранных мазевых композиций с железоуглеродным порошком

Основа мази	W (Fe-C), %
Масло оливковое	15-20
ПЭО 400	10-15
Натрия альгинат Глицерин Вода	3-5

Выводы:

1. Показано отсутствие водорастворимых примесей в железоуглеродном порошке, полученном плазменнохимическим методом.
2. Проведен скрининг мазевых основ гидрофильного и гидрофобного характера. Подобрана оптимальная концентрация магнитного наполнителя (железоуглеродного порошка).
3. Визуальная оценка стабильности состава мазевых композиций (хранение в течение месяца), их консистенции и отношения к высуханию служат дополнительным аргументом в пользу выбора в качестве мазевых основ масла оливкового, ПЭО400 и 0,4%-ного водно-глицеринового геля натрия альгината.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Коченов В.И., Цыбусов С.Н., Черкасова О.Г. Использование ММЛФ в криохирургии и криотерапии небных миндалин / 10-я юбилейная международная Плеская конференция по магнитным жидкостям. Сборник научных трудов. – Плес, 2002. – С.347-351.
2. Дульнев Г.Н., Заричняк Ю.Г. Теплопроводность смесей и композиционных материалов. Справочная книга. – Л.: Энергия, 1974. – 264 с.
3. Мишин Д.Д. Магнитные материалы. – М.: Высшая школа, 1981. – 335 с.

МАГНИТОФОРЕЗ И МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ОПУХОЛЕВЫХ КЛЕТОК HeLa

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

Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси,
220072, ул. П. Бровки 15, Минск, Беларусь. Факс (017) 2322513;
E-mail: bekas@itmo.by

Истомин Ю.П., Александрова Е.Н.

² НИИ онкологии и медицинской радиологии им. Н. Н. Александрова
МЗ РБ, 223040, Минск, п/о Лесное –2, Беларусь



Кашевский Бронислав Эдуардович, д.ф.-м.н. (1992), ведущий научный сотрудник лаборатории теории переноса. Область интересов – мезоскопические, гидродинамические и тепловые процессы в гетеромагнитных жидких системах



Прохоров Игорь Викторович, к.т.н. (1974), старший научный сотрудник лаборатории теории переноса. Область интересов – экспериментальная физика жидкодисперсных магнитных систем.



Кашевский Сергей Брониславович закончил физический факультет Белорусского государственного университета, аспирант 1-го года обучения.



Истомин Юрий Петрович, д.м.н. (1996), руководитель отдела гипертермии и фотодинамической терапии НИИ ОМР МЗ РБ, лауреат государственной премии РБ за работы в области гипертермии и гипергликемии злокачественных опухолей (1988).



Александрова Елена Николаевна, врач-биофизик, закончила 2-ой Московский Государственный медицинский институт им. Н.И.Пирогова, работает в области экспериментальной онкологии.

Введение. Метод магнитной сепарации, который используется в горно-обогатительной промышленности более ста лет, в середине семидесятых годов прошлого столетия привлек внимание во многих сферах деятельности, включая медицину и биологию [1]. В основе возросшего интереса к магнитной сепарации лежало осознание того обстоятельства, что с помощью магнитного поля, сочетающего большую напряженность с сильной мелкомасштабной неоднородностью,

можно выделять из потока газа или жидкости весьма малые слабомагнитные объекты, включая частицы клеточных суспензий. В частности, ощутимая зависимость магнитной восприимчивости молекулы гемоглобина от состояния гема вызвала заметный интерес к магнитофоретическим исследованиям эритроцитов (см. [2]). Попытки отделить другие клетки пока не имели успеха, что объясняется не только малыми различиями их магнитных восприимчивостей, но и рудиментарной техникой разделения. Практическое применение в медицине метод магнитной сепарации клеток и субклеточных структур нашел в форме иммуномагнитной сепарации, основанной на связывании выделяемых клеток с магнитными комплексами, активированными моноклональными антителами [3]. В этом случае возможности разделения определяются уже не магнитными свойствами клеток, а биохимическими свойствами их поверхности. Этот метод обладает рядом ограничений, особенно в случае позитивной сепарации, а возрастающий интерес к клеточным трансплантационным технологиям требует развития способов клеточной сортировки. Актуальными проблемами разработки метода прямой магнитной сепарации клеточных систем представляются создание эффективных магнитных фильтров и накопление данных по магнитной восприимчивости клеток. Основой для создания нового поколения магнитных фильтров может стать концепция высокоградиентной магнитной сепарации на когерентных структурах [4, 5]. Для измерения магнитной восприимчивости клеток используют магнитофоретические эксперименты, в которых восприимчивость определяют с учетом скорости движения частицы в заданном высокоградиентном поле, создаваемом, как правило, круговым ферромагнитным цилиндром в сильном однородном внешнем поле [6-9]. В настоящем докладе представлены результаты разработки метода, основанного на регистрации интегральной кривой оседания микрочастиц в жидкой среде вблизи тонкого вертикального намагниченного стержня. Метод применен для измерения магнитная восприимчивость опухолевых клеток HeLa (эпителиоидная карцинома шейки матки человека).

Геометрия ячейки и теория метода. Магнитофоретическая ячейка (рис. 1,а) включает U – образный вертикальный канал, измерительное плечо 1 которого примыкает к прямоугольному магнитному стержню 2. Исследуемая суспензия подается через уравнивающее плечо 3. Горизонтальное сечение ячейки изображено на рис. 1,б. Здесь 1 – измерительное плечо, 2 – магнитный стержень, 3 – уравнивающее плечо, 4 – стеклянные пластинки, 5 – вставки из покровного стекла, 6 – торцевые уплотнения. Благодаря вставкам 5 ширина измерительного канала гораздо меньше толщины магнитного стержня.

Внешнее однородное магнитное поле прикладывается в горизонтальном направлении в плоскости U-образного канала. Под действием градиента напряженности поля намагниченного стержня, на вертикальное перемещение частицы под действием силы тяжести накладывается горизонтальное перемещение.

Полагаем, что стержень намагничен до насыщения однородным внешним полем \mathbf{H}_0 , приложенным вдоль оси Y и неограничен вдоль оси Z . Перейдем к безразмерным переменным, используя в качестве масштаба расстояния полутолщину стержня a и масштаба собственного поля – величину $2\pi I_s$, где I_s – намагниченность насыщения стержня. Для безразмерной напряженности собственного поля стержня $\mathbf{h} = \mathbf{H}'/2\pi I_s$ в точке $\mathbf{r}(x, y, z)$ находим ($b = B/a$).

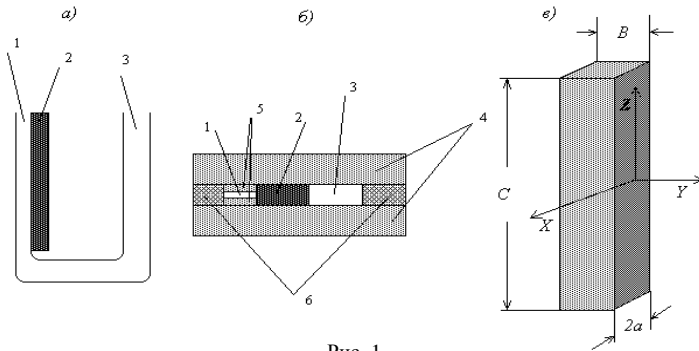


Рис. 1

$$h_x(x, y) = \frac{1}{2\pi} \ln \frac{\left[\frac{(x+1)^2 + y^2}{(x-1)^2 + y^2} \right] \left[\frac{(x-1)^2 + (y+b)^2}{(x+1)^2 + (y+b)^2} \right]}{\left[\frac{(x-1)^2 + y^2}{(x+1)^2 + y^2} \right] \left[\frac{(x+1)^2 + (y+b)^2}{(x-1)^2 + (y+b)^2} \right]},$$

$$h_y(x, y) = \frac{1}{\pi} \left[\operatorname{arctg} \frac{1-x}{y} + \operatorname{arctg} \frac{1+x}{y} - \operatorname{arctg} \frac{1-x}{y+b} - \operatorname{arctg} \frac{1+x}{y+b} \right]$$

В экспериментах стержень изготовлен из трансформаторной стали, его размеры $a = 0.2$ мм, $B = 5$ мм ($b = 25$) и $C = 30$ мм. Напряженность поля $H_0 = 9.1$ кЭ. Принимая $I_s = 1700$ Гс находим $P = 1.7$. Далее, учитывая однородность внешнего поля, выражение для магнитной силы приведем к форме

$$\mathbf{F}_m = \frac{1}{2} \Delta\chi V \nabla \mathbf{H}^2 = -\nabla \Phi, \quad \Phi = -\frac{1}{2} \Delta\chi V (2\pi I_s)^2 \left[\mathbf{h}^2 + \frac{H_0}{\pi I_s} \mathbf{e}\mathbf{h} \right],$$

где Φ – магнитофоретический потенциал, $\Delta\chi = \chi - \chi_0$ – разность восприимчивостей частицы и жидкости, V – объем частицы. Для безразмерного потенциала $\varphi = \Phi/\Phi^*$ ($\Phi^* = 2\Delta\chi V (\pi I_s)^2$) имеем $\varphi = -\mathbf{h}^2 - P\mathbf{e}\mathbf{h}$, $P = H_0/\pi I_s$. Уравнение движения частицы в безинерционном приближении выражает условие взаимной компенсации магнитной, седиментационной и вязкой сил:

$$\mathbf{F}_m - 3\alpha\pi d\eta(d\mathbf{R}/dt) + \mathbf{g}\Delta\rho V = 0,$$

Здесь d – диаметр частицы, η – вязкость жидкости, \mathbf{R} – радиус-вектор из начала координат в центр частицы, \mathbf{g} – ускорение свободного падения, $\Delta\rho = \rho - \rho_0$ – разность плотностей частицы и жидкости, α – коэффициент формы частицы, равный единице для сферы. В уравнении движения не учитывается влияние стенок канала. В рассматриваемой геометрии поперечные к плоскости канала составляющие магнитной силы малы по сравнению с составляющей по направлению к стержню. Вместе с тем, неконтролируемое приближение частицы к одной из стенок может оказать сильное влияние на скорость ее движения. Влияние этого фактора можно исключить, положив в основу метода регистрацию траектории частицы в плоскости (y, z) . Переписав уравнения движения в плоскости x, y в дифференциалах, находим, что вертикальное и горизонтальное перемещения частицы связаны уравнением

$$\Delta z(y, y_0) \equiv z(y, y_0) - z_0 = \frac{\text{sign}(\Delta\rho)}{\text{sign}(\Delta\chi)} \frac{S(y, y_0)}{M}, \quad M = \frac{2|\Delta\chi|(\pi I_s)^2}{a|\Delta\rho|g},$$

в котором вязкое сопротивление не фигурирует. Введем функцию

$$S(y, y_0) = \int_{y_0}^y \left(\frac{\partial\varphi}{\partial\zeta} \right)^{-1} d\zeta$$

и представим траекторию частицы соотношением

$$\frac{\text{sign}(\Delta\rho)}{\text{sign}(\Delta\chi)} M \Delta z(y, y_0) = S(y, y_0). \quad (1)$$

Сравнение эту зависимости с результатами регистрации траектории позволяет восстановить магнитофоретический параметр M . Если

параметры магнитной системы I_s и a , а также плотности частицы ρ и жидкости ρ_0 известны, уравнение (1) позволяет вычислить $\Delta\chi$. Далее может быть вычислена либо восприимчивость частиц по известной восприимчивости жидкости либо наоборот. В первом случае будем говорить о прямом методе, во втором – об обратном. В дальнейшем изучается клеточная суспензия, для которой отсутствуют значения восприимчивостей как клеток, так и несущей среды. Для определения восприимчивости среды реализован обратный метод с использованием микрочастиц с известной магнитной восприимчивостью.

Экспериментальное исследование. Установка включает описанную выше измерительную ячейку, помещенную между полюсами электромагнита и блок микроскопирования с цифровой видеокамерой. Размеры сечения магнитного стержня составляют 0.4×5 мм, размеры сечения измерительного плеча канала 0.1×3 мм. Процесс движения частицы регистрируется с частотой 30 кадров в секунду. Объектом исследования является культура опухолевых клеток HeLa в питательной среде 199. Результаты регистрации траекторий трех клеток, находящихся в начальный момент времени на различных расстояниях от магнитного стержня, представлены на рис.2 точками. Результаты наилучшей аппроксимации экспериментальных данных зависимостью (1) изображены кривыми. Для кривых 1, 2 и 3 значения M составляют соответственно 1.19, 1.14 и 1.20. Среднее значение $M=1.18$. Для определения магнитной восприимчивости клеток по найденному значению M необходима информация о плотности клеток и среды и о магнитной восприимчивости среды. Плотность среды $\rho_0 = 1.04 \text{ г/см}^3$. Плотность опухолевых клеток ($\rho_c = 1.25 \text{ г/см}^3$) измерена методом сравнения скоростей свободной седиментации в среде 199 опухолевых клеток и микрочастиц с известной плотностью. Для измерения магнитной восприимчивости питательной среды 199 выполнено исследование в ней магнитофореза гранул картофельного крахмала, магнитная восприимчивость которого $-0.87 \cdot 10^{-6}$ определена ранее в экспериментах с водной средой [5].

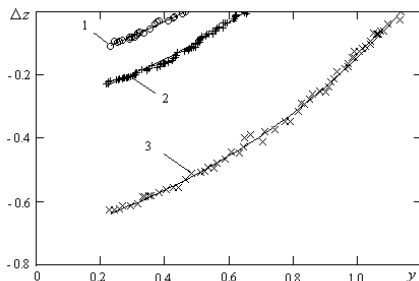


Рис. 2

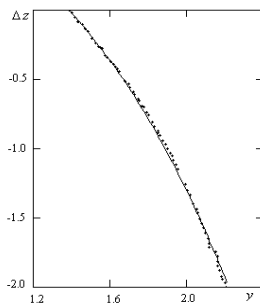


Рис. 3

Результат измерения траектории гранулы крахмала представлен на рис. 3 (точки). В отличие от клеток HeLa гранулы крахмала по отношению к χ в питательной среде 199 среде являются диамагнитными. Аппроксимация экспериментальных данных (рис. 3, кривая) дает $M=1.234$. С учетом указанных выше значений ρ , ρ_0, χ находим для питательной среды 199 $\chi_0 = -0.60 \cdot 10^{-6}$. Полученные данные позволяют определить магнитную восприимчивость опухолевых клеток HeLa $\chi = -0.515 \cdot 10^{-6}$. Разработанный метод обладает высокой точностью и при условии создания компьютерной программы для автоматизированного обчета траекторий может составить основу для систематического изучения магнитных свойствах клеток и проектирования фысоградиентных фильтров

Работа выполнена в рамках ГКПНИ РБ «Современные технологии в медицине».

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Oberteuffer J.A. // IEEE Trans. on magnetics. – 1974.V. MAG-10. – P. 223.
2. Zaborowski M., Oстера G.R., Moore L.R., Chalmers S.M. and Schechter A.N. // Biophysical J. – 2003. – V 84. – P. 2638.
3. Голенкина Е.А., Иванов П.К., Блохин Д.Ю., Филиппов В.И., Ершов О.Л., Мошечков Н.Г., Мохлин Ю.А., Блум Э.Я. // Экспериментальная онкология на рубеже веков / Ред. М.И. Давыдов, А.Ю. Барышников. – М.: РОНЦ им. А.Н. Блохина РАМН, 2003. – С. 441.
4. Кашевский Б.Э. // Инженерно-физический журн. – 2005. – Т. 78. – №3. – С.44.
5. Кашевский Б.Э., Кашевский С.Б., Прохоров И.В. Инженерно-физический журн. – 2005. – Т. 78. – №3. – С. 38.
6. Плявиньш Ю.А., Блум Э.Я. // Магнитная гидродинамика. – 1983. – № 4. – С. 3.
7. Friedlaender F.J., Takayasu M., Nakano T. and McNeese W.H. // IEEE Trans. Magn. 1979.V. MAG-15. P. 1526.
8. Norina S.B., Shalygin A.L., Rastopov S.F. // Proc. SPIE (BioMedOptics). 2000. V. 3923. P. 155.
9. Норина С.Б., Растопов С.Ф., Домогатский С.П. // Биофизика. – 2004. – Т.49. – С. 19.

ОСНОВЫ НИЗКОЧАСТОТНОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ГИПЕРТЕРМИИ ЗЛОКАЧЕСТВЕННЫХ ОПУХОЛЕЙ

Кашевский Б.Э.

Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси,
220072, ул. П. Бровки, 15, Минск, Беларусь. Факс (017) 2322513;
E-mail: bekas@itmo.by

Истомин Ю.П.

НИИ онкологии и медицинской радиологии им. Н. Н. Александрова
МЗ РБ, 223040, Минск, п/о Лесное –2, Беларусь,

Прохоров И.В., Кашевский С.Б.

Институт тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова НАН Беларуси,
220072, ул. П. Бровки, 15, Минск, Беларусь. Факс (017) 2322513;
E-mail: bekas@itmo.by

Введение. Идея использования феррочастиц для локальной гипертермии злокачественных опухолей высказана много лет назад [1]. Практические эксперименты в этом направлении проведены недавно [2-5]. Их авторы ориентируются на нагрев за счет линейного флуктуационного механизма диссипации в суперпарамагнитных частицах при воздействии относительно слабого (~ 10 кА/м) высокочастотного ($\sim 10^5 \dots 10^6$ Гц) поля. Мы полагаем, что перспективный путь лежит в направлении использования нелинейных процессов перемагничивания частиц по гистерезисному типу в более сильных ($\sim 70 \dots 100$ кА/м) низкочастотных ($\sim 10^3$ Гц) полях (низкочастотная ферромагнитная гипертермия, НФМГ). В докладе обсуждаются первые результаты теоретического и экспериментального исследования процесса производства тепла в дисперсиях частиц с магнитным гистерезисом и результаты предварительных гипертермических экспериментов на животных-опухоленосителях (крысах).

Предпосылки НФМГ. Переход от флуктуационного к регулярному перемагничиванию частицы связан с увеличением ее размера до значения, определяемого условием $\omega \tau_N \gg 1$, где ω – частота поля, τ_N – характерное время вращательной диффузии магнитного момента частицы через барьер магнитной анизотропии. Используя соотношение [6] $\tau_N = \tau_0 \sigma^{-1/2} \exp(\sigma)$, где $\sigma = KV/k_B T$, V – объем частицы, K – плотность энергии анизотропии, k_B – постоянная Больцмана, T – температура, τ_0 – характерное время затухания прецессии момента ($\sim 10^{-9}$ с) находим, что для $\omega = 10^4$ с $^{-1}$ условие $\omega \tau_N = 1$ приводит к зна-

чению $\sigma \approx 13$, а уже при $\sigma = 20$ $\omega \tau_N$ имеет величину порядка 10^4 . В этом случае динамика перемагничивания должна иметь преимущественно динамический характер, и минимальный объем частицы, в которой возникает гистерезис в килогерцовом диапазоне, оцениваем соотношением $V_{\min} = 20k_B T / K$. Так, для магнетита ($K = 2.15 \times 10^5$ эрг/см³) при $T=300$ К находим $d_{\min} \approx 20$ нм, что меньше критического размера однодоменного состояния магнетита (~ 70 нм) и дает основания применять для анализа гистерезисного механизма гипертермии модель однодоменных частиц. Следует иметь в виду [7], что вращательная диффузия момента проявляется и в более крупных частицах, что обусловлено изменениями в переменном поле высоты энергетического барьера, разделяющего метастабильные ориентации момента. Видимо, следует использовать частицы более 50 нм. Наряду с внутренней диффузией момента на поглощение энергии влияет вращательная диффузия частицы в вязкой среде. Для жидкости с вязкостью η ее характерное время $\tau_B = 3V\alpha\eta/k_B T$, где α - формпараметр. Для сферической частицы 20 нм в жидкости с вязкостью плазмы (0.013 Пз), имеем $\tau_B \sim 10^{-6}$ с. За период изменения поля углы ориентации частиц диффундируют на среднеквадратичный угол $\langle \delta\varphi^2 \rangle \sim (\omega\tau_B)^{-1} \gg 1$, на каждом цикле перемагничивания частицы ориентированы случайным образом. Предположив, что размер частицы лежит на границе однодоменного состояния ($d = 70$ нм), получим оценку $\tau_B \sim 10^{-4}$ с, т.е. и в этом случае диффузия частиц существенна. Ослабить ее влияние можно используя удлиненные частицы. Так, при отношении осей частицы 5:1 имеем $\omega\tau_B \sim 10^2$. В рамках однодоменных представлений перемагничивание частицы и поглощение энергии происходит за время затухания лармовской прецессии в новом состоянии, ничтожно малое ($\sim 10^{-9}$ с) по сравнению с характерными временами рассматриваемых процессов. По этой причине механическая диффузия частиц эквивалентна разупорядочиванию ориентаций частиц в твердой матрице. Регулярное вращение в жидкой матрице, возбуждаемое ориентирующим действием поля, может иметь более значительные последствия. Лишь на больших частотах ($\nu = 6\alpha\omega\eta/K > 1$) вязкие силы блокируют механические повороты частицы и возникает гистерезис. Условие $\nu = 1$ определяет критическое значение вязкости $\eta = K/6\alpha\omega$. Для сферического магнетита на частоте 10^4 с⁻¹ она составляет 3.6 Пз. Для вытянутых частиц с отношением полуосей 5:1 ($\alpha = 49$) 0.07 Пз, если пропорционально удли-

нению увеличивается объем частицы, то 0.014 Пз. Таким образом, оценки в рамках однодоменной модели приводят к выводу, что рассмотренные условия для реализации гистерезиса в водной дисперсии являются пограничными. В реальных условиях играют значение стесненные условия движения частицы в теле опухоли и неоднородный характер ее перемещения.

Теоретическое и экспериментальное исследование теплопродукции в дисперсиях частиц с магнитным гистерезисом. Изучение поглощения энергии феррочастицами с гистерезисом в линейно-поляризованном поле начато работами [8-10]. Расчеты проведены для твердых [8] и жидких [9] дисперсий «холодных» однодоменных частиц, в экспериментах [8,10] использованы игольчатые частицы $\gamma - Fe_2O_3$ размерами около 0.1x0.5 мкм, частота поля 420 Гц, амплитуда – до 1200 Э. Мощность тепловыделения определялась по начальному темпу нагрева. На рис.1 представлена зависимость темпа нагрева (град/с) от амплитуды поля (кЭ) для жидких ($\eta = 7 Пз$) с концентрациями $c = 0.01$ (1), 0.05 (2), 0.1(3) и для твердой ($c=0.02$ (4)) дисперсий $\gamma - Fe_2O_3$. Отнесенная к c интенсивность теплогенерации максимальна в разбавленных жидких дисперсиях. С увеличением концентрации, из-за стесненных условий механического движения частицы, она уменьшается на 30%, приближаясь к теплогенерации в твердой дисперсии. Для предельной

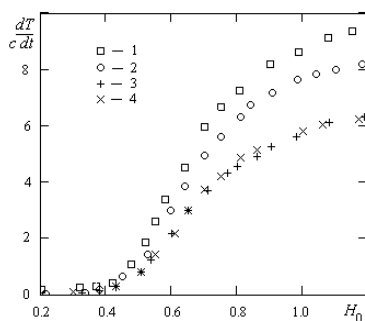


Рис. 1

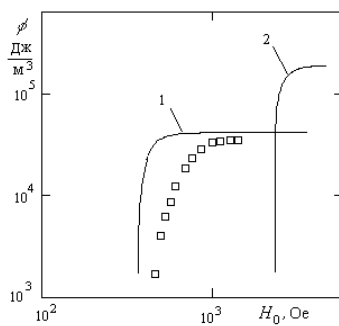


Рис. 2

($H_0 = 1.2 кЭ$) мощности теплопродукции в твердой дисперсии $\gamma - Fe_2O_3$ из экспериментов следует $W = 3.4 \cdot 10^4 fc$ (вт/м³), $f = 2\pi\omega$. Близкие результаты получены и для частиц диоксида хрома. Расчеты по модели когерентно перемещающихся эллипсоидов дали результаты, превосходящие экспериментальные на порядок как по величине теплопродукции, так и по амплитуде необходимого поля. Вероятная причина рас-

хождения – нарушение однодоменности частиц при перемагничивании. Для ее учета предложена модель цепочки, состоящей из трех идентичных сфер. Каждая сфера перемагничивается когерентно, а между ориентациями их моментов имеется дипольная связь. Рассмотрена плоская некогерентная мода перемагничивания, при которой все магнитные моменты сфер лежат в плоскости, образованной направлениями поляризации поля и оси цепочки, при этом, в силу симметричного расположения крайних частиц, ориентации их диполей одинаковые. В неподвижной цепочке процесс перемагничивания определяется ее магнитной энергией

$$U = -mH(t) \left[\cos(\theta - \varphi_1) - 2 \cos(\theta - \varphi_2) \right] - KV_1 \left[\cos^2 \varphi_1 + 2 \cos^2 \varphi_2 \right] + \frac{2m^2}{d^3} \left[\cos(\varphi_2 - \varphi_1) - 3 \cos \varphi_1 \cos \varphi_2 - \frac{3}{16} \cos^2 \varphi_2 \right].$$

Здесь V_1 , d – объем и диаметр сферической частицы, m – магнитный момент, θ – угол между осью цепочки и осью поляризации поля, φ_1, φ_2 – углы от оси цепочки до направлений магнитных моментов центральной и крайних частиц соответственно. Равновесные положения магнитных моментов при перемагничивании определяются уравнениями $\partial U / \partial \varphi_1 = \partial U / \partial \varphi_2 = 0$, $d^2 U > 0$. Результаты расчета величины $\phi = W / (cf)$, которая определяет энергию, поглощаемую за один цикл изменения поля в единице объема феррочастиц представлены на рис. 2 для твердых дисперсий цепочек (1) и когерентно перемагничиваемых частиц (2) гамма-оксида железа в сравнении с данными эксперимента (точки). Учет некогерентного характера перемагничивания позволяет резко приблизить результаты расчетов к эксперименту.

Эксперименты по гипертермии. Эксперименты проводились в поле с указанными выше параметрами, создаваемом катушкой, включенной в резонансный LC – контур [10]. На предварительном этапе выполнены расчеты стационарного температурного поля, возникающего в опухоли радиуса R_1 , в центральной области которой имеется сферический однородный источник тепла радиуса R с объемной мощностью $W = kc$ ($k = 3.4 \cdot 10^4 f = 1.4 \cdot 10^7$ вт/м³). Если теплопередача в опухоли и вне ее осуществляется теплопроводностью, то для нагрева границы опухоли на ΔT_1 градусов необходимо ввести частицы массой (ρ – плотность частиц, λ – теплопроводность окружающих опухоль тканей) $m = 4\pi\rho\lambda R_1 \Delta T_1 k^{-1}$. Принимая λ равным теплопроводности воды, находим, что для перегрева границы опухоли радиусом 1 см на 7 градусов (с 36 до 43) необходимо ввести примерно 0.2 г частиц. Обратим внимание,

что масса частиц пропорциональна радиусу опухоли и обратно пропорциональна частоте поля. В том случае, когда отвод тепла осуществляется потоком крови, поступающей с фиксированным объемным расходом Q , необходимая масса частиц не зависит от размера опухоли (ρ_B, c_P – плотность и теплоемкость крови): $m = \rho \rho_B c_P \Delta T_1 Q k^{-1}$. При указанных значениях массы частиц необходимая температура устанавливается асимптотически через длительное время. На практике необходимо вводить в 2-3 раза большее количество частиц. Проведены также предварительные эксперименты по созданию модельных ферросуспензий, проникающих при введении шприцем в межклеточное пространство. Наилучшие результаты из испытанных дисперсионных сред дало использование промышленного гемодеза и этилового спирта. Объемная концентрация частиц – до 5%. На рис. 3 представлены рентгенограммы распределения частиц гамма-оксида железа в опухоли при введении суспензии на основе этилового спирта: а – сразу, б – через 3 дня. Эксперименты выполнены на белых беспородных крысах разводки вивария НИИ ОМР с ЛФС Плисса. Опухоли перевивали подкожно в нижнюю треть бедра. Модели опухолей получены из банка штаммов РОНЦ им. Н.Н. Блохина (Москва). Все манипуляции на животных, связанные с введением ферропрепаратов и нагревом осуществлялись после введения последних в состояние нейролептаналезии. Глубина некрозов в опухоли оценивалась по функциональному состоянию сосудистого русла опухолей методом прижизненной окраски. Для этого, через 24 часа после воздействия животным внутривенно вводили 0,6%-ный раствор синьки Эванса фирмы «Sigma», из расчета 1 мл. на 100 гр. массы тела. Через 2 часа животных умерщвляли хлороформом, опухоль извлекали и фиксировали в течение одного часа в 10%-ном фор-

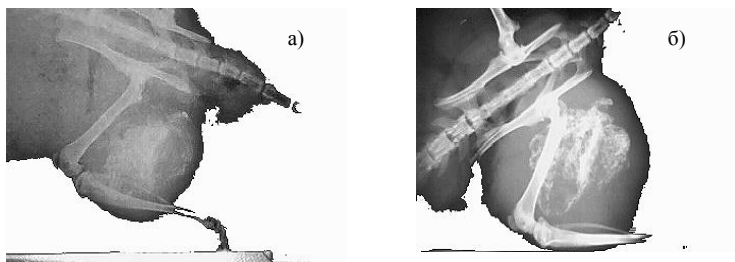


Рис. 3

малине. Затем делали поперечные срезы и фотографировали. В охваченную некрозом область опухоли синька не проникает, и она окрашена в красный цвет, живая область опухоли – в голубой.

Процесс нагрева контролировался двумя термодатчиками, одна – в центре опухоли, другая – в одном из полюсов опухоли. Наилучшие результаты получены в экспериментах, в которых поддерживалась постоянная температура $41 \pm 1^\circ\text{C}$ под кожей у внешнего полюса опухоли. В этом режиме гипертермии подверглись 5 животных с объемами опухолей 6.36, 4.8, 4.2, 3.1 и 2.7 см³. Использованы частицы диоксида хрома. Во все опухоли путем четырехкратных инъекций по 1 мл 5%-ой суспензии введено по 1 г феррочастиц

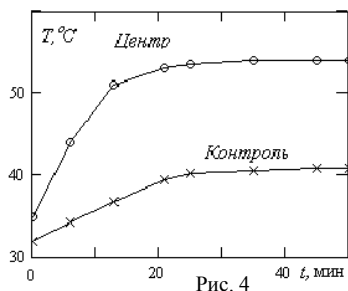


Рис. 4

Сеансы продолжались 50 мин. Температура в центре поднималась до $50-55^\circ\text{C}$. На рис. 4 показан типичный температурный график сеанса. По мере достижения стационарного режима мощность нагрева путем уменьшения амплитуды поля снижалась до 90, 75, 72, 68 и 65 % от максимальной соответственно. Результатом стал 100%-й некроз

всех без исключения подвергнутых гипертермии опухолей.

Исследование частично профинансировано БРФФИ по белорусско-российскому проекту Т06Р-162.

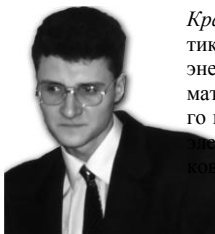
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Gilchrist R.K, Medal R, Shorey WD et al. // Ann Surg. – 1957. – V. 146. – P. 596.
2. Chan D.C.F, Kirpotin D.B., Bunn P.A. // MMM. – 1993. – V. 122. – P. 374.
3. Jordan A., Scholz R., Wust P. et al. // Int. J. Hyperthermia. – 1997. – V. 13. – P. 587.
4. Murray T.G., Steeves R.A., Gentry L. et al. // Int. J. Hyperthermia. – 1997. – V. 13. – P. 423.
5. Hilger I., Andrä W., Hergt R. et al. // Radiology. – 2001. – V. 218. – P. 570.
6. Brown W.F. // Phys. Rev. – 1963. – V.130. – P. 1677.
7. Raikher Yu.L., Stepanov V.I., Perzynski R. // Physica. – 2004. – V. B343. – P.262.
8. Кашевский Б.Э., Прохоров И.В. // Инженерно-физ. журнал. – 2004. – Т.77. – №5. – С. 35.
9. Кашевский Б.Э. // Инженерно-физ. журнал. – 2005. – Т.78. – №2. – С. 83.
10. Кашевский Б.Э., Кашевский С.Б., Прохоров И.В., Иванов В.Е. // Колл. журн. – 2006. – Т.68. – №1. – С. 60.

МЕТОДОЛОГИЯ ЛОГИЧЕСКОЙ ФИЛЬТРАЦИИ ЭЛЕКТРОКАРДИОГРАФИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

Красильников А.Г.

Ивановский государственный энергетический университет
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34. Факс (0932)385701;
E-mail: office@polytech.ivanovo.ru



Красильников Александр Геннадьевич закончил факультет информатики и вычислительной техники Ивановского государственного энергетического университета по специальности «Прикладная математика» в 2004 году. В настоящее время является аспирантом второго года обучения на кафедре теоретических основ электротехники и электротехнологий ГОУВПО ИГЭУ им. В.И. Ленина. Научный руководитель – д.т.н., профессор Кадников Сергей Николаевич.

В наши дни использование математических методов с привлечением вычислительной техники дает широкие возможности в области автоматизации обработки биомедицинских данных. В то же время следует учитывать, что биомедицинские знания в принципе более комплексны, чем знания, касающиеся неживой материи. Природа живого более сложна и разнообразна, чем природа неживого. Применение современных ЭВМ позволяет уже сегодня проанализировать большое число медицинских данных, например, электрокардиографических сигналов и целый ряд заключений может быть получено. Однако это влечет за собой опасность потери полезной информации или же обработки совместно с данными и «шума», что приведет, согласно известному правилу «GIGO» (GIGO-«Garbage In – Garbage Out» – «мусор на входе – мусор на выходе (ЭВМ)»), к получению ложных результатов [1].

При работе с цифровыми сигналами часто возникает необходимость в предварительной фильтрации поступающего сигнала от высокочастотного шума. Причинами возникновения шума может быть сетевая наводка, помехи принимающего оборудования, механическая неустойчивость датчиков и др. Шум усложняет или делает невозможным компьютерную обработку сигнала или затрудняет визуальное восприятие его графического представления. Распространенным решением данной проблемы является использование фильтров низкой частоты [2]. НЧ фильтры подавляют высокочастотные составляющие цифровых данных, устраняя тем самым ВЧ шум. Однако практика использования таких фильтров применительно к электрокардиографическим сигналам (ЭКГ) показала невозможность их применения, поскольку, устраняя высокочастот-

стотный шум, НЧ фильтр удаляет вместе с ним и часть полезной информации, искажая тем самым оригинальный сигнал.

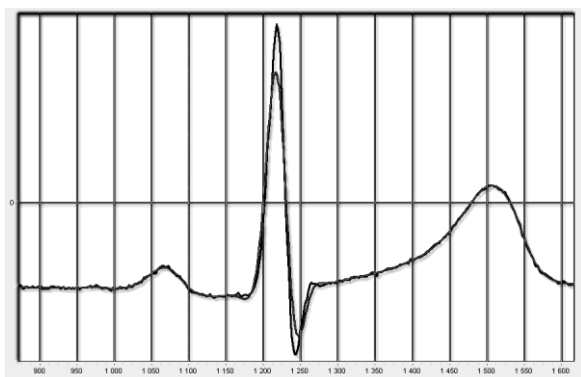


Рис. 1. Фильтрация НЧ фильтром

На рис. 1 показан участок ЭКГ до и после фильтрации рекурсивным НЧ фильтром Баттерворта с установленной частотой среза 40 Гц. Типичный для рекурсивных фильтров фазовый сдвиг устраняется двухсторонней фильтрацией. Несмотря на то, что рекурсивные фильтры в меньшей степени, чем нерекурсивные искажают полезную составляющую сигнала, из графика видно, что на обработанной кривой оказываются заниженными амплитуды зубцов QRS-комплекса, что является недопустимым для задачи распознавания и измерения PQRST-комплексов ЭКГ. Требуется создание фильтра, который бы учитывал специфику кардиологических данных, обеспечивая должный уровень фильтрации шумов, при условии сохранения значимых элементов кривой.

В данном докладе в качестве такого фильтра рассматривается логический фильтр ЭКГ (ЛФ). Подобно тому, как кардиолог на зашумленной кривой различает элементы электрокардиограммы, мысленно представляя оригинальный чистый сигнал, ЛФ производит дифференциацию значимых участков кривой и шумовых комплексов, определяет методы корректной фильтрации сигнала. При построении ЛФ выделяются критерии анализа сигнала, на их базе составляется набор логических правил для выделения шумовых комплексов, задаются методы их устранения. Основными характеристиками сигнала, используемыми при анализе, являются максимальный амплитудный размах на участке кривой, пороговое значение производной, средний уровень шума (показатель зашумленности сигнала) и др. Обозначенные параметры сиг-

нала используются в начале работы фильтра для подстройки к новой ЭКГ или для корректировки алгоритма при изменении отдельных характеристик. Так обеспечивается адаптивность фильтра. Логические правила, с помощью которых производится идентификация шумовых данных и значимых комплексов ЭКГ, строятся на основе различных критериев анализа кривой. Например, в простейшем случае такими критериями для оценки перехода (переход – участок кривой между двумя экстремумами) являются амплитуда, временной интервал, коэффициент наклона секущей, производная. Исходя из характеристик сигнала, описанных выше, устанавливаются пороговые значения для конкретной ЭКГ. Впоследствии эти величины будут участвовать в логических операциях как основа для сравнения по различным критериям анализа. После идентификации одиночного шумового комплекса или их последовательности и определения их расположения по отношению к значимым элементам кардиограммы устанавливаются опорные точки, которые ограничивают текущий фильтруемый участок сигнала от остальной части ЭКГ. Вслед за этим выбирается способ устранения шумовых комплексов. Таким способом может быть простое соединение прямой опорных точек, замена данного участка на ломаную линию или параболу, имеющую наименьшее (например, в среднеквадратичном смысле) отклонение от кривой.

Рассмотрим принцип логической фильтрации на простом примере. Для кардиологических сигналов известно, что если размеры перехода по амплитуде и по времени не превышают $DX = 0,02mV$ и $DT = 0,006сек$, соответственно, то такой переход считается незначимым (рис. 2 слева). Аналогично определяется и незначимая волна (рис. 2 справа). Для одиночного перехода и одиночной волны размеры по амплитуде и по времени – это критерии анализа для логических правил фильтрации, а DX и DT – соответствующие пороговые значения. В данном примере достаточно проверить, что текущий переход или волна не

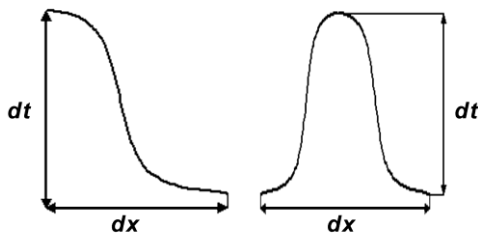


Рис. 2. Незначимый переход и волна

превышают пороговые значения по этим двум критериям. Опорные точки в данном случае – это точки экстремума, ограничивающие слева и справа переход или волну. Для устранения шумового комплекса соединяем эти точки отрезком прямой.

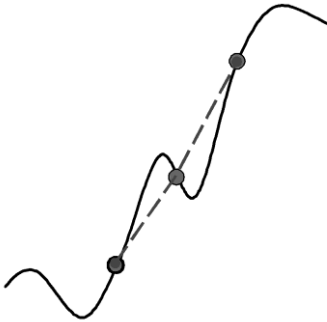


Рис. 3. Устранение шумового комплекса на склоне

На рис. 3 изображен шумовой комплекс, расположенный на значимом склоне, т.е. между двумя значимыми переходами. Для установления незначимости шумового комплекса используются пороги по времени и амплитуде отличные от предыдущих, также требуется проверить, что этот комплекс лежит на значимом склоне. Таким образом, в этом примере добавляется еще один критерий анализа.

Более сложные логические процедуры идентифицируют последовательности из нескольких подряд идущих шумовых комплексов, учитывая их расположение на ЭКГ, и определяют наиболее корректный способ их устранения.

Логическая фильтрация, как предварительный этап в задаче распознавания и измерения PQRS-комплексов, дает дополнительную возможность для упрощения анализа ЭКГ. Если при фильтрации шумов, производить замену их на линии, состоящие только из прямолинейных участков, а на остальных участках кривой делать спрямление, то на выходе мы получим упрощенное представление кардиограммы, без потери полезной информации. В итоге разбор такой ЭКГ значительно упрощается.

Таким образом, логическая фильтрация имеет ряд явных преимуществ перед традиционными методами фильтрации электрокардиографических данных. К ним относятся более высокий уровень фильтрации шумов при сохранности полезных участков кривой, адаптивность фильтра, возможность упрощения сигнала для задачи распознавания и измерения ЭКГ. Логический фильтр может применяться для обработки сигналов различной природы. Данный метод позволяет выполнять фильтрацию сигналов, учитывая специфику их происхождения и цели дальнейшего использования.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Сергиенко А.Б. Цифровая обработка сигналов. – СПб.: Питер, 2003. – С.301.
2. Методологические проблемы обработки медико-биологической информации. Сборник научных работ. – Л., 1983. – С.3-11.

ПОЛУЧЕНИЕ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ $\text{La}_{0,8}\text{Ag}_{0,15}\text{MnO}_{3+\delta}$ ДЛЯ ЛОКАЛЬНОЙ ГИПЕРТЕРМИИ

Мельников О.В., Попова М.Н., Горбенко О.Ю., Кауль А.Р.

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова
119992, г. Москва, Ленинские Горы, д. 1, стр. 3, Химический факультет.

Факс (495)9391492. E-mail: melnikov@inorg.chem.msu.ru

Ацаркин В.А.

Институт радиотехники и электроники РАН
125009, г. Москва, Моховая, 11, строение 7.

Введение

Общая гипертермия – это способ интенсивной терапии при лечении раковых опухолей, при которой организм больного разогревается до температур, превышающих 39°C . Этот метод в последние годы начал широко использоваться в США, Германии, Японии, Италии, России, Белоруссии и других странах мира. Максимальный безопасный разогрев тканей человека ограничен 42°C , а раковые клетки быстро погибают, при $42,5^\circ\text{C}$ и выше. Однако показано, что специальными методами гипертермии возможно преодолеть этот рубеж. Так одним из таких методов является *локальная гипертермия* (ЛГ).

В методе ЛГ локальный перегрев (на клеточном уровне) достигается за счет введения в организм частиц ферромагнитных веществ, нагреваемых переменным магнитным полем, с размером порядка 100 нм, например наночастицы Fe_3O_4 (ferrofluid). Однако использование ферромагнетиков с высокой температурой Кюри (T_c) крайне затруднительно, т.к. в этом случае сложно точно контролировать температуру частиц. Поэтому в последнее время ведутся активные поиски ферромагнитных веществ с $T_c \approx 43\text{--}45^\circ\text{C}$ [1].

Этому условию удовлетворяет манганит состава $\text{La}_{0,8}\text{Ag}_{0,15}\text{MnO}_{3+\delta}$ [2]. Но в литературе нет данных о получении манганита этого состава в виде нанопорошка. Таким образом, целью настоящей работы является получение магнитных наночастиц $\text{La}_{0,8}\text{Ag}_{0,15}\text{MnO}_{3+\delta}$ с температурой Кюри 43°C .

Экспериментальная часть

Для получения неорганических оксидных наночастиц существует ряд методик, позволяющих добиться необходимого размера и однородности распределения по размерам. Однако, для кристаллизации манганитов РЗЭ со структурой перовскита необходима температура, превышающая 700°C . Поэтому, для получения наночастиц манганита

лантана допированного серебром ($\text{La}_{1-x}\text{Ag}_x\text{MnO}_3$) методики были модифицированы как описано ниже. Использовали следующие методики синтеза: «бумажный» синтез, синтез из расплава нитратов, синтез в нанореакторах и метод пиролиза аэрозолей. Во всех методиках в качестве прекурсоров использовали нитраты соответствующих металлов ($\text{La}(\text{NO}_3)_3$, $\text{Mn}(\text{NO}_3)_2$, AgNO_3).

«Бумажный» синтез. Бумажные беззолные фильтры пропитывали раствором, содержащим нитраты соответствующих металлов. Затем фильтры сжигали, остаток золы дожигали при 600°C на воздухе. Полученный порошок помещали в проточный кислородный реактор при 700°C на 30 часов.

Синтез из расплава нитратов. Смесь нитратов металлов смешивали с нитратом аммония, выступающим в качестве растворителя. Смесь нагревали до начала плавления, при дальнейшем нагреве нитрат аммония разлагается и остается сухой остаток. Полученный порошок подвергали обжигу при 700°C в токе кислорода.

Синтез в нанореакторах. Готовили две микроэмульсии. Первая микроэмульсия представляла собой смесь гексанола, цетилтриметиламмонийбромид (СТАВ) и раствора нитратов лантана, серебра и марганца в стехиометрическом соотношении. Соотношение компонентов бралось 4:3:3 по массе, соответственно. Смесь интенсивно перемешивали до тех пор, пока она не становилась прозрачной, т.е. образовывалась микроэмульсия. Таким образом получают обратные мицеллы, представляющие собой мельчайшие капли воды, стабилизированные в жидкой гидрофобной фазе за счет образования монослоя поверхностно активного вещества (ПАВ) на их поверхности. Вторая микроэмульсия состояла из гексанола, СТАВ и водного раствора аммиака. Соотношения и массы компонентов такие же, как для первой микроэмульсии (4:3:3). Также при интенсивном перемешивании получалась прозрачная микроэмульсия [3].

Затем смешивали микроэмульсии с целью осаждения гидроксидов металлов в мицеллах. Для образования на поверхности слоя SiO_2 (с целью изолировать будущие частицы друг от друга и тем самым избежать агрегирования) добавляли каплю 98% тетраэтоксисилана (ТЕОС) в расчете на 2-3% от количества конечного продукта $\text{La}_{0,8}\text{Ag}_{0,15}\text{MnO}_3$. Перемешивали полученную смесь 1 час, чтобы прошел окончательный гидролиз ТЕОС. Дальнейшим центрифугированием, отделением осадка и высушиванием от гексанола (160°C , 3 часа) получали порошок, который помещали в проточный кислородный реактор при температуре 700°C на 5 часов.

Метод пиролиза аэрозоля. В методе пиролиза аэрозоля использовали аэрозоль водного раствора нитратов генерируемый ультразвуковым диспергатором. Аэрозоль смешивали с кислородом и пропускали через печь нагретую до 1000°C. На выходе из печи частицы собирали на стеклянный фильтр с размером пор до 100 мкм.

Фазовый состав полученных порошков устанавливали методом рентгеновской дифракции. Размер частиц определяли методом сканирующей электронной микроскопии, химический состав – рентгенолокальным микроанализом. T_c находили по температурным зависимостям магнитной восприимчивости.

Результаты и их обсуждение

Все образцы были охарактеризованы методом рентгеновской дифракции. Показано, что во всех случаях удается получить фазу мanganита лантана со структурой перовскита (рис. 1). При синтезе в нанореакторах и нитратном синтезе наблюдали выделение второй фазы Mn_2O_3 , что связано с изменением исходной стехиометрии. По результатам рентгенолокального микроанализа в образце, полученном синтезом в нанореакторах, не было обнаружено серебра, что может быть связано с различием условий осаждения гидрооксидов.

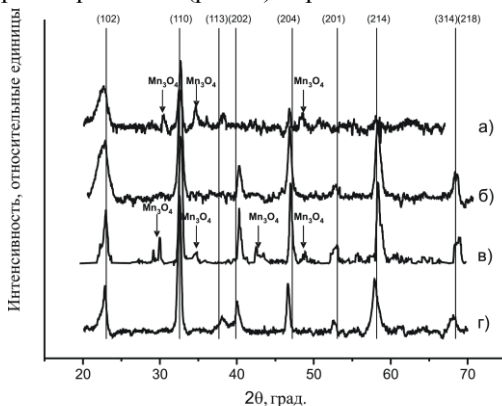


Рис.1. Дифрактограммы с образцов полученных различными методами (700°C, 1 атм O_2). а) синтез в нанореакторах (700°C, 1 атм O_2); б) бумажный синтез; в) синтез из расплава $(NH_4)NO_3$; г) пиролиз аэрозолей.

Микроструктура была наиболее оптимальна для образцов, полученных пиролизом аэрозоля (рис. 2). Так частицы полученные этим методом представляют собой микро- и наносферы, имеющие слабый контакт между собой. Из литературы известно, что путем уменьшения концентрации исходного раствора и скорости потока газа-носителя можно уменьшать размеры получаемых частиц [4]. Частицы, полученные другими методами, представляли собой сильно агрегированные порошки, что затрудняет их использование.

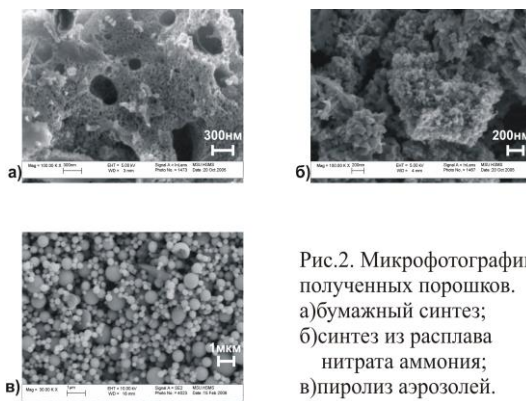


Рис.2. Микрофотографии полученных порошков. а)бумажный синтез; б)синтез из расплава нитрата аммония; в)пиролиз аэрозолей.

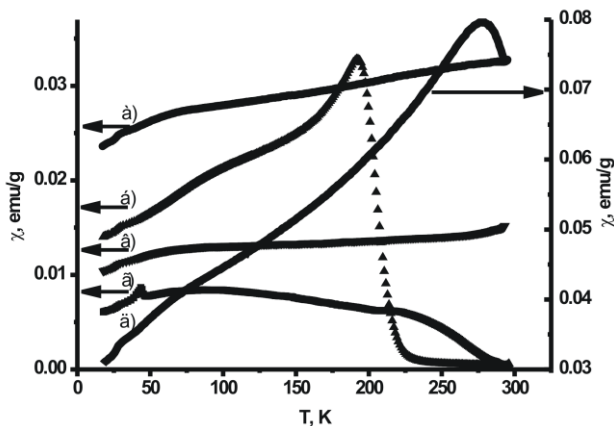


Рис.3. Температурные зависимости магнитной восприимчивости образцов полученных различными методами (700°C, 1 атм O₂). а)пиролиз аэрозолей с последующим окислением;; б)пиролиз аэрозолей без последующего окисления; в)синтез из расплава (NH₄)NO₃; г)синтез в нанореакторах; д)бумажный синтез.

Результаты измерения магнитной восприимчивости образцов (рис. 3) показывают, что во всех случаях, кроме синтеза в мицеллах, T_c удовлетворяет требованиям по применению.

Таким образом, оптимальными для манганита лантана допированного серебром представляются порошки, полученные пиролизом аэрозоля. Образцы, полученные таким методом, помещали в переменное магнитное поле (H=0.8Тл, частота поля – 100 кГц). При этом измеряли температуру образца. Показано, что образец La_{0,85}Ag_{0,15}MnO₃ вы-

ходит на постоянную температуру 43°C за время порядка 40 с и поддерживает эту температуру (рис. 4), что как раз и необходимо для применения данных составов в гипертермии.

Заключение

В работе получены микро- и нанопорошки манганита лантана допированного серебром. Показано, что оптимальной микроструктурой для применения в методе локальной гипертермии обладают образцы, полученные методом пиролиза аэрозолей. Так же установлено, что образцы обладают необходимыми физическими свойствами, что открывает возможности для применения этих составов на практике.

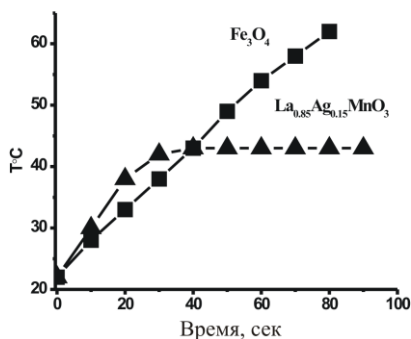


Рис.4. Измерение температуры образцов в переменном магнитном поле. ($H=0.8Tл$, частота - 100кГц) Для сравнения показано поведение наночастиц оксида железа в аналогичных условиях.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Kuznetsov A.A., Shlyakhtin O.A., Brusentsov N.A. and Kuznetsov O.A., Eur. Cell. Matter., 2002, 3(suppl.2), 75-77.
2. Gorbenko O.Yu., Melnikov O.V., Kaul A.R., Balagurov A.M., Bushmeleva S.N., Koroleva L.I., Demin R.V., Materials Science and Engineering B, 116 (2005) 64-70.
3. Macovec D., Kosak A., Drofenik M., Nanotechnology, 2004, № 15, s160-s166.
4. Mäkelä J.M., Keskinen H., Forsblom T., Keskinen J., J. Materials Science, 2004, 39, p. 2783-2788.

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ СБОРА НЕФТЕПРОДУКТОВ С ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ ПУТЕМ ИХ ОМАГНИЧИВАНИЯ

Морозов Н.А., Страдомский Ю.И.

Ивановский государственный энергетический университет

153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34.

Факс (0932)387501; E-mail: office@politech.ivanovo.ru

Макаров В.М., Калаева С.З.

Ярославский государственный технический университет

150023, г. Ярославль, Московский проспект, 88.

Факс 0485-2-44-68-13; E-mail: Kalaevasz@YSTU.ru

Традиционно в промышленности и в энергетике используется очистка воды от нефтепродуктов (НП) с помощью нефтеловушки, предназначенной для улавливания неэмульгированных НП и механических примесей. Скорость движения воды в нефтеловушке принимается равной 10-25 м/час, время пребывания в нефтеловушке – около двух часов. Удаление поднявшейся на поверхность воды НП осуществляется обычно с помощью щелевой трубы. Далее вода направляется в фильтровальное отделение, в котором вода прокачивается через механические фильтры первой ступени и сорбционные фильтры второй ступени. Фильтровальное отделение предназначено для глубокой очистки сточных вод от НП. Очищенная вода с содержанием НП менее 1 мг/л пригодна для повторного использования в технологической схеме.

Устройство для сбора НП с поверхности воды путем их омагничивания целесообразно располагать на выходе воды из нефтеловушки после механических нефтесборников. Оно должно содержать магнитосборники (МС), установленные поперек нефтеловушки, устройство для разбрызгивания магнитной жидкости на пятна НП и откачивающий насос с емкостью для собираемых нефтепродуктов. Для омагничивания НП применяется магнитная жидкость (МЖ) с намагниченностью насыщения M_s не менее 10 кА/м на основе керосина, хорошо растворяемая в НП. В результате НП приобретает магнитные свойства и под действием неоднородного магнитного поля собирается в рабочий зазор МС, откуда откачивается насосом. Исследования показали [1], что омагниченный НП с намагниченность насыщения $M_{МНП}$ не менее 0,6-1 кА/м хорошо собирается МС, если в рабочем зазоре сборника создано магнитное поле с максимальной индукцией $V_{max} \geq 0,4$ Тл. Целесообразно использовать МС с постоянными магнитами, не требующий электропитания. Эффективность применения способа сбора НП с поверхности воды путем их омагничивания состоит в том, что уменьшается загрязненность воды

НП, поступающей в фильтровальное отделение. В результате возрастает срок использования фильтрующих материалов в фильтрах тонкой очистки, уменьшается стоимость работ по обслуживанию фильтров.

Оценку эффективности способа сбора НП с поверхности воды путем их омагничивания выполним на примере очистных сооружений Костромской ГРЭС, в фильтровальном отделении которых установлены пять двухкамерных механических фильтров первой ступени и четыре однокамерных механических сорбционных фильтра второй ступени. В качестве фильтрующего материала для фильтров первой ступени используется антрацит фракции 0,8-1,5 мм, а для второй ступени – активированный уголь марки БАУ с размером зерен 1-3,5 мм. В традиционном способе очистки воды концентрация НП на выходе нефтеловушки составляет не менее $30 \cdot 10^{-3}$ л/м³. По данным исследований [2] при омагничивании НП и использовании магнитосборников концентрация НП в воде снижается до $10 \cdot 10^{-3}$ л/м³. Можно считать, что срок использования фильтрующего материала, соответственно, увеличивается в три раза. В таблице 1 представлены данные по расходу и ориентировочной стоимости фильтрующих материалов с использованием цен 2006 года по данным Ивановской генерирующей компании.

Таблица 1

Расход и стоимость фильтрующих материалов в фильтрах тонкой очистки

Наименование	Фильтры 1-ой ступени	Фильтры 2-ой ступени
Фильтрующий материал	антрацит	активированный уголь
Объем одной загрузки, м ³	26	73
Цена фильтрующего материала, руб./т	11130	70500
Плотность фильтрующего материала, т/м ³	1,6	0,8
Стоимость фильтрующего материала, руб.	463000	411250
Периодичность замены фильтрующего материала	1 раз в три года	1 раз в пять лет
Стоимость фильтрующего материала, на 1 год работы, руб./год	154340	822500
Стоимость фильтрующего материала на 1 год работы способом омагничивания НП, срок использования фильтрующего материала утраивается, руб./год	51450	274200
Экономия от увеличения срока использования фильтрующего материала, руб./год	102900	548300
Суммарная экономия от увеличения срока использования фильтрующего материала на обе ступени, руб./год	651200	

Расходы на омагничивание НП и использование магнитосборников представлены в таблице 2. При этом стоимость МЖ на керосине принималась 200 руб./л. Данная стоимость соответствует условиям опытного производства МЖ. Сравнение данных, приведенных в таблицах 1 и 2, показывает, что суммарная экономия от увеличения срока использования фильтрующего материала в фильтрах тонкой очистки (651,2 тыс. рублей) примерно равна стоимости использованной МЖ (672 тыс. рублей), то есть экономического эффекта не наблюдается. Для достижения такого необходимо увеличивать намагниченность насыщения МЖ и уменьшать ее цену. Так, например, если использовать МЖ с намагниченностью насыщения 40 кА/м или с ценой 100 руб./литр, то годовой эффект по материалам составит около 300 тыс. рублей.

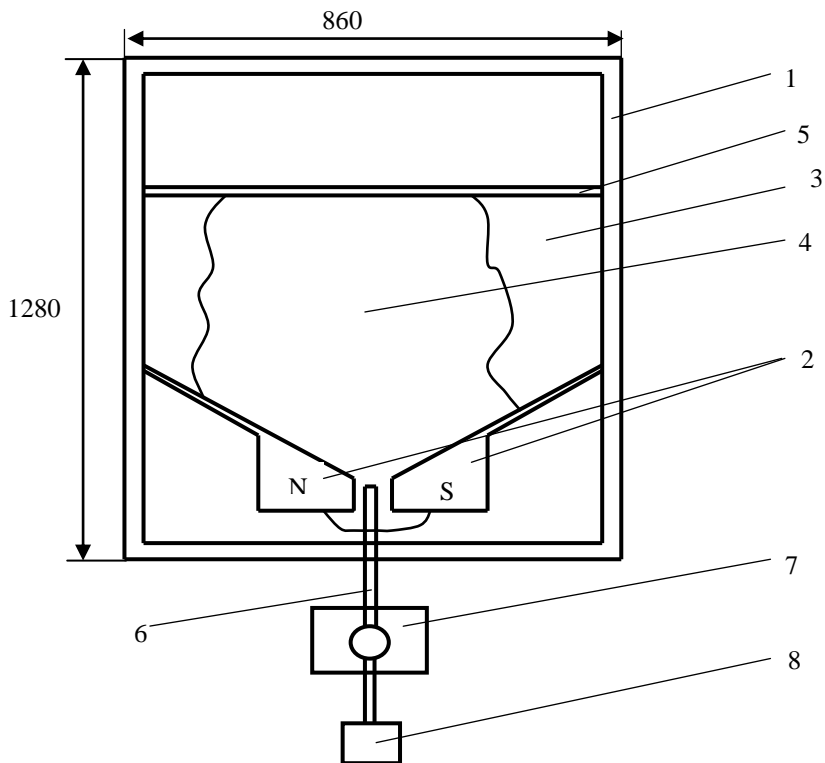
Таблица 2

Расходы по использованию магнитной жидкости

Наименование	Количество	Стоимость, руб.
Объем воды в нефтеловушке	850 м ³	
Время пребывания воды в нефтеловушке	2 часа	
Концентрация НП на выходе нефтеловушки	30·10 ⁻³ л/м ³	
Количество НП, проходящих через нефтеловушку за 1 час	$850 \cdot 30 \cdot 10^{-3} / 2 =$ =12,7 л	
Цена магнитной жидкости с намагниченностью насыщения 20кА/м	1 л	200
Расход магнитной жидкости с намагниченностью насыщения 20кА/м для получения омагниченного НП с намагниченностью насыщения 0,6кА/м	0,4 л/час	80 руб/час
Расход магнитной жидкости за год	$350 \cdot 24 \cdot 0,4 =$ =1070 л	672000

Таким требованиям могут удовлетворять МЖ, получаемые из железосодержащих отходов производства по технологии, разработанной в Ярославском государственном техническом университете (ЯГТУ) на кафедре «Охрана труда и природы» [3–4]. По этой технологии для получения магнетита источником двухвалентного железа служат отработанные травильные растворы и отходы производства титановых белил, а источником трехвалентного железа – солянокислый раствор обессоленного гальваношлама или пыль электрофильтров металлургического производства. Были проведены исследования с целью проверки при-

годности МЖ, полученной по данной технологии, для очистки поверхности воды от НП, в качестве которых были взяты реальные загрязнители: веретенное масло и сырая легкая нефть. Исследования проводились на установке, представленной на рисунке.



Эскиз экспериментальной установки

Установка состоит из прямоугольного бассейна 1 и используемого для сбора омагниченных НП магнитосборника 2. Площадь водной поверхности значительно превышает размеры полюсов МС, образующих рабочий зазор. Между полюсами электромагнитом, входящим в состав МС, создается неоднородное магнитное поле с максимальной магнитной индукцией в минимальном зазоре 0,25 Тл. Угол раствора полюсов – 90° , величина минимального зазора – 23,5 мм, ток в катушке намагничивания – 3 А. Бассейн заполнялся водой слоем 50 мм. Глубина

погружения полюсов в воду – 10 мм. К полюсам прикреплялись «усы» из листовой стали толщиной 1,5 мм, которые продолжались до боковых стенок бассейна. Собранный с поверхности воды НП откачивался из минимального зазора МС насосом 7 через трубку 6 в емкость 8.

Исследования проводились по следующей методике. На поверхность воды 3 в бассейне разливался нефтепродукт 4. Площадь зеркала разлитого НП ограничивалась полюсами МС, боковыми стенками бассейна и перемещаемой перегородкой 5 (см. рис. 1). Омагничивание НП магнитной жидкостью осуществлялось путем разлива МЖ или ее распылением на поверхность НП. Для растворения МЖ в НП давалась выдержка времени различной продолжительности. Затем в обмотку электромагнита подавался ток. Омагниченный НП под действием магнитного поля втягивался в минимальный зазор МС и откачивался оттуда насосом в специальную емкость. В процессе проведения эксперимента фиксировалось время разлива НП, время растворения МЖ в НП и время сбора омагниченного НП.

Использовалась МЖ, изготовленная на кафедре «Охрана труда и природы» ЯГТУ. Она была приготовлена на основе керосина и железосодержащих отходов промышленного производства. МЖ характеризуется следующими параметрами: плотность $\rho = 990 - 1040 \text{ кг/м}^3$; намагниченность насыщения $M_s = 16 \text{ кА/м}$. На кафедре «Электроме- ханика» ИГЭУ было проведено измерение намагниченности данной МЖ. Данные измерений представлены в таблице 3, где H – напряженность магнитного поля, M – намагниченность магнитной жидкости.

Таблица 3

Результаты измерений намагниченности МЖ

H , кА/м	26	40	120	280	600	805	1000
M , кА/м	6,32	8,14	9,95	10,98	11,97	13,11	15,64

Результаты исследований представлены в таблице 4. В качестве НП использовались веретенное масло и сырая нефть Жирновского НПУ Волгоградской области. Сбор НП осуществлялся для слоев до 9 мм при введении МЖ распылением и разливом на поверхность НП. Для проверки повторяемости результатов эксперимента сбор НП производился неоднократно с использованием уже собранного омагниченного НП. При проведении экспериментов во всех случаях выбор объема вводимой МЖ производился из его отношения к объему НП, которое следовало собрать, как 1:10, чтобы намагниченность насыщения омагниченных НП находилась в пределах 1-1,5 кА/м. Сбор НП происходил в условиях неподвижной водной поверхности.

Первоначально эксперимент осуществлялся для веретенного масла с толщиной слоя 1,4 мм (см. табл. 4) на всей поверхности бассейна. Для этого сбора полное время растворения МЖ в НП, включающее в себя время распыления и время выдержки, составило 7 минут. За 20 минут было собрано 870 мл НП, что составило 0,79 общего объема использованных МЖ и НП. При этом подавляющее количество НП было собрано в первые минуты сбора. На поверхности воды в рабочей зоне полюсов МС образовывалась свободная от НП поверхность воды овальной формы шириной 380 мм и длиной 430 мм.

Таблица 4

Результаты исследования сбора нефтепродуктов

Объем разлитого НП, мл	Толщина слоя НП, мм	Объем вводимой МЖ, мл	Время введения МЖ в НП, мин.	Время выдержки до сбора, мин.	Время сбора НП, мин.	Объем собранного НП, мл	№ сбора
Веретенное масло, МЖ распылялась							
1000	1,4	100	4	3	20	870	1 сбор
			-	-	6	860	2
					7	890	сбор
					15	1000	
			-	-	7	860	3
					11	1000	сбор
2000	9	200	3	4,5	12,5	2200	1 сбор
			-	-	10	2200	2 сбор
Сырая нефть, МЖ разливалась							
1000	4,5	100	2	0	2	280	1 сбор
			2	1	3	400	2 сбор
			2	5	8	990	3 сбор
			5	0	7	970	4 сбор
Сырая нефть, МЖ распылялась							
1000	4,5	100	2,6	0	2	850	1 сбор
					6	1000	
					11	1040	

После отключения электромагнита собранный НП был вновь разлит на поверхность воды и затем произведен 2-й сбор НП. Такая методика повторного сбора сохранялась и далее. За первые 6 минут было собрано 860 мл НП, на 7-й минуте объем собранного НП составил 890 мл, а на 15-й минуте при прекращении сбора общий объем составил 1000 мл. Собираемость НП увеличилась до 0,9. При 3-м сборе получены практически те же результаты, что и при 2-ом сборе. Сбора

НП в полном объеме не произошло из-за налипания омагниченного НП на полюсы и ограниченной зоны действия МС.

При проведении эксперимента с более толстым слоем веретенного масла (9 мм) используемая длина бассейна уменьшалась на 550 мм за счет установки поперечной перегородки 5 (см. рис. 1) с целью экономии НП. За счет этого общая масса НП была приближена к зоне действия МС. Время растворения МЖ в НП в этом эксперименте составило 7,5 минут. НП был собран полностью.

Перед проведением опытов с сырой нефтью бассейн и МС были очищены от веретенного масла. Опыт проводился при ограниченной на 550 мм длине бассейна. Вначале МЖ на поверхность нефти вводилась путем простого разлива в течение 2 минут. При отсутствии выдержки времени производился 1-й сбор. Через 2 минуты сбор НП прекратился. Собираемость НП составила 0,25. Такой результат объясняется тем, что МЖ не успела распределиться по всему объему НП. При повторных сборах собираемость увеличивалась и достигла 0,89. Оставшийся НП сконцентрировался на полюсах МС. При повторении эксперимента с нефтью, но с распылением МЖ, собираемость НП возросла и при 2-м и 3-м сборах достигла 0,95. Во всех опытах после окончания сбора на поверхности воды остается тонкая пленка НП микронной толщины. Таким образом, исследования показали пригодность данного типа МЖ для использования при очистке воды от НП.

Выводы.

1. Магнитная жидкость, полученная из железосодержащих отходов производства по технологии [3–4], пригодна для использования при очистке воды от НП.

2. Для повышения собираемости НП и уменьшения времени сбора необходимо МЖ вводить в НП в дисперсном состоянии путем разбрызгивания или распыления.

3. При распылении МЖ на поверхность НП время его омагничивания при толщине слоя до 10 мм составляет от 3 до 7 минут.

4. Поскольку МС имеет ограниченную зону действия, то для повышения собираемости НП необходимо организовывать или передвижение МС или течение воды через него.

5. При современном уровне цен на фильтрующие материалы (антрацит и активированный уголь) способ сбора нефтепродуктов с поверхности воды путем их омагничивания будет рентабельным, если применяемая для омагничивания магнитная жидкость будет иметь намагниченность насыщения более 20 кА/м и цену менее 200 руб./литр.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Морозов Н.А., Страдомский Ю.И., Щелькалов Ю.Я. Использование магнитной жидкости для очистки воды от нефтепродуктов на машиностроительных предприятиях // Вестник машиностроения. – №3. – 2002. – С.37-40.
2. Дворчик С.Е., Реуцкий С.Ю., Свижер А.Я. Использование магнитных жидкостей для очистки воды от нефтепродуктов // Химия и технология воды. – 1992. – Т. 14. – № 9. – С. 706-712.
3. Калаева С.З., Макаров В.М., Шипилин А.М. Способ получения магнитной жидкости из железосодержащих отходов производства // Известия высших учебных заведений: Серия «Химия и хим. технология». – Иваново, 2002. – Т.45,вып.7. – С.45-47.
4. Калаева С.З., Макаров В.М., Шипилин А.М. Способ получения магнитной жидкости. Патент РФ №2182382, БИ №13 от 10.05.2002 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕЙСТВИЯ ВЫСОКОДИСПЕРСНОГО ПОРОШКА ЖЕЛЕЗА И МЕТАЛЛОУГЛЕРОДНЫХ ЧАСТИЦ КОБАЛЬТА НА СТРУКТУРНОЕ СОСТОЯНИЕ МЕМБРАН ЭРИТРОЦИТОВ МЫШЕЙ

Фаткуллина Л.Д., Иваненко Г.Ф., Гончаров Л.А., Бурлакова Е.Б.
Институт биохимической физики им. Н.М. Эмануэля РАН, Москва,
Россия;

Алымов М.И.

Институт металлургии и материаловедения им. А.А.Байкова РАН,
Москва, Россия;
119991, г. Москва, ул. Косыгина, 4. Факс (495)137-41-01; bcplfat@mail.ru

Фаткуллина Людмила Дмитриевна окончила в 1977 г. 2-й Московский государственный медицинский институт им. Н.И.Пирогова по специальности «биофизика». В 1988 г. защитила канд. диссертацию по теме: «Биохимические и биофизические характеристики ростстимулирующего действия высокодисперсных порошков металлов». Имеет около 50 научных публикаций, в т.ч. 1 авторское свидетельство. В настоящее время является старшим научным сотрудником, канд. биол. наук ИБХФ РАН. Специалист в области биофизики клетки, исследует влияние малых доз препаратов, в том числе порошков металлов, на структуру и функцию мембран клеток.

Иваненко Галина Федоровна окончила в 1968 г. биологический факультет МГУ им. М.И. Ломоносова. В 1985 г. защитила канд. диссертацию. Автор 70 научных публикаций. В настоящее время является старшим научным сотрудником, канд. биол. наук ИБХФ РАН. Специалист в области радиационных исследований, занимается изучением воздействий малых доз химических и физических факторов на биологические объекты.

Гончаров Лев Алексеевич окончил в 1964 г. Военную Академию химической защиты. В 1977 г. защитил кандидатскую диссертацию в институте № 25 ГосНИИ Министерства обороны СССР. Имеет ученое звание старшего научного сотрудника. Автор 70 научных публикаций и 18 авторских свидетельств. В настоящее время является старшим научным сотрудником, канд. техн. наук ИБХФ РАН, занимается исследованием технологии получения и свойств магнитоуправляемых сорбентов.

Алымов Михаил Иванович окончил в 1981 г. Московский инженерно-физический институт. В 1987 г. защитил кандидатскую, а в 1997 г. – докторскую диссертацию по теме: «Влияние размерных факторов на свойства и кинетику спекания ультрадисперсных порошков». Имеет 80 статей (4 из них в иностранных журналах) и 2 патента. В настоящее время является зав. лабораторией порошковых наноматериалов, доктор техн. наук, профессор. Института металлургии и материаловедения РАН. В 2002-2004 г.г. участвовал в программе фундаментальных исследований Президиума РАН «Фундаментальные проблемы физики и химии наноразмерных систем и наноматериалов» по проекту «Высокопрочные металлические нанокристаллические порошковые материалы».

Бурлакова Елена Борисовна окончила в 1956 г. химический факультет МГУ им. М.И. Ломоносова. Доктор биологических наук, профессор, лауреат Государственной премии, академик РАЕН, зам. директора ИБХФ РАН. Автор более 450 научных публикаций.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время дисперсные ферромагнитные частицы успешно применяются в медицине для направленного транспорта лекарственных веществ в пораженные органы с помощью внешнего магнитного поля. Использование магнитных частиц железа основано на том, что все ткани и клетки организма состоят из диамагнитных и реже парамагнитных компонентов, т.е. являются слабо магнитными. Диамагнетизм основных компонентов биологических структур и воды (их малая магнитная восприимчивость) открывает большие возможности для использования магнитного поля и ферромагнетиков в медицине и биологии. Наиболее перспективными оказались железоуглеродные частицы. Как известно, железо является одним из лучших ферромагнитных материалов. Полагают, что в организме существуют механизмы биодegradации и удаления железа, а углерод известен как один из универсальных сорбентов, который, как показано, является биологически инертным [1, 2].

Однако при этом необходимо учитывать тот факт, что ферромагнитные частицы сами могут проявлять биологическую активность и оказывать влияние на протекание важнейших биохимических процессов в организме. Показана высокая биологическая эффективность железа при введении в виде высокодисперсного порошка (ВДП) на развитие железодефицитной анемии у мышей [3], на рост животных и птиц и регенерацию тканей у животных [4]. Использование железа в виде ВДП создает депо, из которого металл в течение длительного времени поступает в органы и ткани [5]. Показано, что эндогенный уровень железа в крови мышей изменяется уже в первые часы после введения порошка железа [6]. Ранее нами было обнаружено, что частицы ВДП железа активно разносятся кровотоком, и максимальное его накопление в органах животных наблюдается уже через неделю после введения порошка [7]. Известно, что железо принимает активное участие в регуляции пероксидного окисления липидов (ПОЛ) в организме. Показано, что уже в первые часы после введения ВДП железа наблюдается интенсификация ПОЛ в печени мышей [8]. В связи с этим возникает вопрос о механизмах действия металлов на протекание биохимических процессов в клетках. Активную роль в клеточном метаболизме играют биологические мембраны, и микровязкость различных слоев мембраны может служить показателем метаболического состояния клеток.

Достаточно широко изучены магнитоуправляемые сорбенты на основе железа, однако интересно было исследовать и другие металлы, в частности кобальт. Он является важным микроэлементом, который необходим для созревания эритроцитов и стимуляции процесса кроветворения. Кобальт участвует в синтезе белков и ферментов, регулирует угле-

водный обмен, увеличивает усвоение кальция, йода, фосфора, и принимает участие в эндогенном синтезе витамина В₁₂ (цианокобаламина) [9, 10].

В нашей работе мы изучали действие железа в виде ВДП, а кобальта в виде магнитоуправляемого сорбента, где кобальт является магнитной фазой, а сорбирующей фазой – углерод. Использовались образцы металлоуглеродных частиц (МЧ) кобальта (размером 2-5 мкм), полученные методом термокаталитического диспропорционирования монооксида углерода [11,12]. ВДП железа, с размером частиц от 50-100 нм, получали по методике, разработанной в Институте металлургии и материаловедения РАН [13].

Целью настоящей работы явилось сравнительное изучение биологического действия ВДП железа и МЧ кобальта на процесс ПОЛ и физико-химическое состояние липидного бислоя мембран эритроцитов крови мышей.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Работа выполнена на мышах-самках линии SHK весом 18-20 г, которым однократно внутривенно вводили ВДП железа в дозах 0,5 мг/кг и 2 мг/кг веса животного и МЧ кобальта в дозе 2 мг/кг в виде водной суспензии. Суспензию озвучивали на ультразвуковом дезинтеграторе УЗДН-2Т в режиме: 0,5 А, 44 кГц в течение 10 мин при охлаждении. Контрольным животным вводили дистиллированную воду в том же объеме. Мышей забивали через 1, 3 и 7 суток после введения препаратов. Параметры системы ПОЛ в эритроцитах оценивали по содержанию продуктов, реагирующих с тиобарбитуровой кислотой, в частности, малонового диальдегида (МДА) [14]. Структурные характеристики мембран эритроцитов изучали методом ЭПР-спектроскопии с использованием спиновых зондов [15]. Микровязкость различных областей мембраны оценивали по времени вращательной корреляции включенных в мембрану спиновых зондов: 2,2,6,6-тетраметил-4-каприлоил-оксиперидин-1-оксил (зонд 1) и 5,6-бензо-2,2,6,6-тетраметил-1,2,3,4-тетрагидро-γ-карболин-3-оксил (зонд 2), которые различаются по своим гидрофобным свойствам. Известно, что зонд 1 преимущественно локализуется в поверхностном слое липидного бислоя, а зонд 2 – в глуболежащих приобластных областях липидов. Иминоксильные радикалы вводили в 5%-ную суспензию мембран эритроцитов в виде спиртового раствора за 30 мин до измерения образцов на ЭПР-спектрометре ER-200D SRC фирмы Bruker (ФРГ) в конечной концентрации 10⁻⁴ М. Из полученных спектров ЭПР рассчитывали время вращательной корреляции ($\tau_c \cdot 10^{-10}$ сек), имеющее смысл периода переориентации радикала на угол $\pi/2$.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Полученные в результате экспериментов данные представлены на рис. 1. Видно, что действие препаратов изменяет показатели ПОЛ и структурные характеристики мембран эритроцитов.

Степень гемолиза эритроцитов практически не отличается от контроля через 1 и 7 суток после введения ВДП железа в дозе 0,5 мг/кг, но снижается на 20% через 3 суток. Однако при действии дозы 2 мг/кг ВДП железа уже на 1-3 сутки после введения гемолиз увеличивается в среднем в 1,4 раза, и возвращается к контролю через 7 суток после введения порошка. МЧ кобальта в дозе 2 мг/кг через 1 сутки после воздействия повышает степень гемолиза на 30%, но в дальнейшем происходит значительное снижение этого параметра в 1,6 раза.

Обнаружено, что количество МДА в эритроцитах на 1 и 3 сутки после введения всех препаратов снижено в среднем на 60% по сравнению с контролем (за исключением дозы ВДП железа 0,5 мг/кг) и существенно повышено (в 1,5 раза) на 7 сутки. Таким образом, как порошок железа, так и МЧ кобальта, на ранние сроки после введения проявляют антиоксидантные свойства, однако к 7 суткам процесс ПОЛ в мембранах эритроцитов значительно интенсифицируется. В работе [8] было показано, что и в печени мышей при введении ВДП железа в дозе 2 мг/кг через сутки количество перекисей липидов снижено, а на 7 сутки увеличено на 30%, что согласуется с нашими данными.

Изучение микровязкости липидного бислоя эритроцитарной мембраны показало, что через 1 и 7 суток после введения как порошка железа, так и МЧ кобальта, вязкость снижается (мембрана становится более текучей) в среднем на 15% по сравнению с контролем, а через 3 суток после воздействия – повышается, т.е. мембрана является более жесткой, на 10% в случае ВДП железа и не отличается от контроля для МЧ кобальта. Микровязкость в области прибелковых липидов мембраны эритроцитов через сутки после введения практически не изменяется, а на 3 и 7 сутки находится на повышенном уровне для всех препаратов. Следовательно, обнаруженные изменения параметров ПОЛ в крови опытных животных происходят на фоне измененного физико-химического состояния мембран эритроцитов при действии порошков металлов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные эксперименты показали, что исследуемые ВДП железа и МЧ кобальта проявляют биологическую активность, а именно, влияют на процесс ПОЛ и изменяют структурное состояние липидной фазы мембраны эритроцитов в опытах *in vivo*. Эффект дей-

ствия ВДП железа на клеточные мембраны зависит от введенной дозы и от времени после воздействия. Эффективность действия МЧ кобальта в дозе 2 мг/кг также определяется временем, прошедшим после введения препарата. Необходимо отметить, что сравнительное изучение разных форм введенного металла в дозе 2 мг/кг показало однонаправленные изменения изученных параметров при введении как частиц железа, так и частиц кобальта с углеродным носителем.

Нами впервые исследованы кобальтоуглеродные частицы при введении в организм животных. Можно предположить, что именно кобальт в составе МЧ определяет эффективность действия препарата, т.к. углерод биологически инертен. Для детального изучения механизма действия этого комплекса требуются дополнительные исследования.

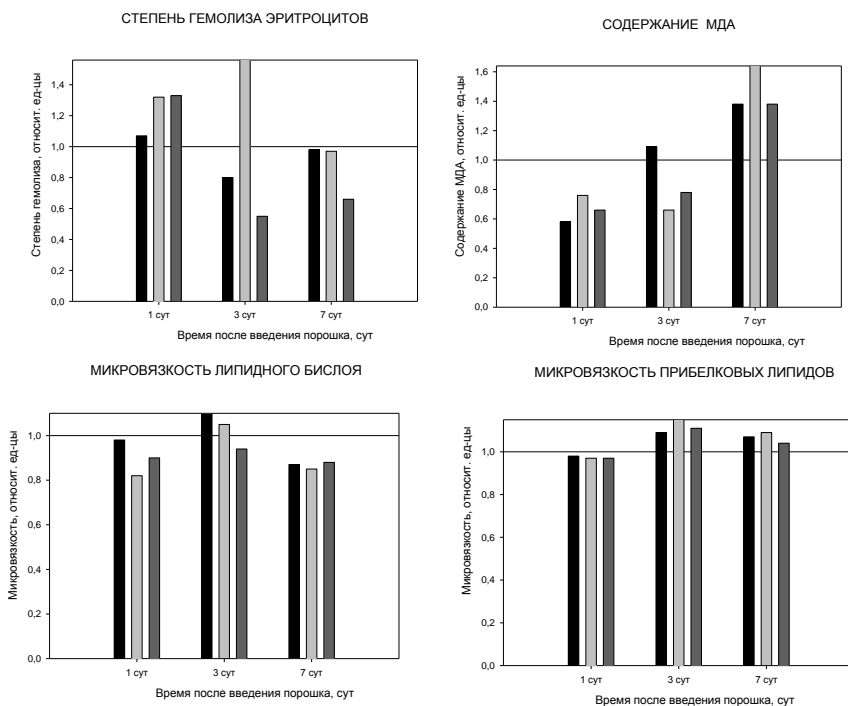


Рис. 1. Изменение показателей перексидного окисления липидов и структурного состояния мембран эритроцитов при введении препаратов:



– ВДП железа в дозе 0,5 мг/кг
 – ВДП железа в дозе 2 мг/кг

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Кузнецов А.А. Применение магнитоуправляемых микрочастиц в медицине // Материалы симпозиума «Применение биомагнитных носителей в медицине». – М.: ИБХФ РАН, 2001. – С. 3-14.
2. Гончаров Л.А., Филиппов В.И. Применение в медицине магнитоуправляемых микросфер с инкапсулированными клетками печени для детоксикации организма. // Сборник научных трудов 9 Международной Плесской конференции по магнитным жидкостям. – Плес, 2000, т. 2. – С. 341-344.
3. Иваненко Г.Ф., Федоров Ю.И., Бурлакова Е.Б. Действие высокодисперсного порошка железа на развитие железодефицитной анемии // Известия АН СССР, сер. биол. – 1985. – № 3. – С. 462-466.
4. Фаткуллина Л.Д. Биохимические и биофизические характеристики ростстимулирующего действия высокодисперсных порошков металлов // Автореферат дисс. ... канд. биол. наук. – М.: Институт химической физики АН СССР, 1988. – 26 с.
5. 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.
6. Кухтина Е.Н., Ольховская И.П., Фаткуллина Л.Д. и др. Влияние высокодисперсного порошка и соли железа на эндогенный уровень железа и цинка в органах и тканях животных // Известия АН СССР, сер. биол. – 1987. – № 5. – С. 737-746.
7. Цапин А.И., Иваненко Г.Ф., Глушенко Н.Н., Федоров Ю.И. Распределение и изменение свойств ферромагнитных частиц железа при введении их в организм животных // Биофизика. – 1987, т. 32. – Вып. 1. – С. 132-134.
8. Кухтина Е.Н., Глушенко Н.Н., Федоров Ю.И., Бурлакова Е.Б. Влияние мелкодисперсного порошка железа на физико-химические характеристики липидов печени мышей // Биохимия. – 1982, т. 47. – Вып. 4. – С. 678-685.
9. Ноздрюхина Л.Р. Биологическая роль микроэлементов в организме животных и человека. – М.: Наука, 1977. – 184 с.
10. Сорока Н.В. Железо, цинк и кобальт в пищевых рационах больничных учреждений г. Ивано-Франковска // В кн.: Микроэлементы в медицине. – Киев, 1968. – С. 32.
11. Колесник Н.Ф. Физико-химические и технологические основы получения магнитоуправляемых композитов термokatалитическим разложением углеродсодержащих газов // Дисс. ... докт. техн. Наук. – Днепропетровск, 1986. – 377 с.
12. Седов А.Н., Прилуцкий О.В., Гончаров Л.А. Научно-технический отчет «Освоение опытной технологии металлоуглеродных наполнителей». – Запорожье, 1988. – 56 с.
13. 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.
14. Фаткуллина Л.Д., Голошапов А.Н. Определение пероксидного окисления липидов в эритроцитах по тесту с тиобарбитуровой кислотой // Сборник докладов Научно-практического семинара «Методы оценки антиоксидантной активности биологически активных веществ лечебного и профилактического назначения». – Москва, 2004. – С. 35-38.
15. Голошапов 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.

НОВЫЙ ВОДОРАСТВОРИМЫЙ НАНОБИОКОМПОЗИТ

**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.**

Иркутский институт химии СО РАН, Лимнологический институт СО РАН,
Иркутский филиал Института лазерной физики СО РАН,
664033, г. Иркутск, Фаворского, 1. E-mail: alexa@irioc.irk.ru

Создание магнитных жидкостей на основе наноразмерных материалов открывает широкие горизонты для научных исследований и хорошие перспективы для промышленного освоения метода. Уникальные особенности наноразмерных материалов находятся в прямой связи с размерами частиц, поэтому методы синтеза и свойства наноматериалов интенсивно исследуются [1-4]. Размерные эффекты в этих материалах позволяют, например, легко сочетать такие обычно трудносовместимые свойства, как растворимость в различных растворителях с суперпарамагнетизмом и другими специфическими магнитными явлениями. Однако до сих пор для наноразмерного материаловедения крайне актуальна проблема комплексного, одновременного решения таких важных задач, как агрегативная устойчивость магнитных наночастиц, степень их дисперсности, биосовместимость. Развитие исследований в этих областях откроет дополнительные возможности для использования наноразмерных магнитных материалов и магнитных жидкостей на их основе в современных высоких технологиях [4-5].

С точки зрения экологической безопасности водные растворы – идеальная среда для получения нанодисперсных магнитных жидкостей. Использование биополимеров при этом в качестве стабилизаторов образующихся магнитных наночастиц является оптимальным подходом к получению магнитных жидкостей двойного назначения, пригодных для применения как в технических, так и в биомедицинских целях.

В рамках разработки методов синтеза новых гибридных металлополимеров на основе принципов их самоорганизации нами получены магнитные жидкости, представляющие собой водный раствор железосодержащих нанобиокомпозигов [6, 7]. В этих композигах роль органической фазы выполняет уникальная стабилизирующая полимерная матрица – доступный природный полисахарид арабиногалактан, а в качестве металлосодержащего ядра выступают нанодисперсные полимерные магнетитовые структуры [6]. Взаимодействие между арабиногалактаном и наночастицами гидратированного оксида железа

происходит вследствие активных свойств поверхности последних и приводит к образованию стабильной неорган-органической системы. Методом рентгенодифракционного анализа установлено, что в твердом состоянии ферроарабиногалактаны имеют двухфазную аморфно-кристаллическую структуру [8]. Металлосодержащая наночастица ферроарабиногалактана (3,5 % железа) формируется в виде шпинели и имеет состав близкий к составу магнетита [8]. Уникальность полученных магнитных жидкостей состоит в том, что в них сформированы узкодисперсные однородные структуры гидратированного оксида железа. Методом просвечивающей электронной микроскопии (микроскоп Leo 906E с ускоряющим напряжением 80 КВ) мы определили для исследуемого нанобиокомпозита форму и размеры металлического ядра. На электронных микрофотографиях получающиеся наночастицы оксидов железа (магнетита) имеют строго определенную форму: они представлены в виде однородных округлых частиц. Микрофотографии позволили также оценить размеры и дисперсность образца. Средний размер наночастиц оксидов железа (магнетита) составляет 3,9 нм, они имеют узкое распределение дисперсности: доля частиц с размерами в интервале 3-5 нм составляет 80%. Таким образом, присутствие биополимерной молекулы в реакционной среде обуславливает самоорганизацию получаемых гибридных структур, включающую регуляцию размеров формирующихся в результате химической конденсации частиц новой фазы на уровне наночастиц с узким распределением дисперсности.

Наличие в составе магнитной жидкости наночастиц оксида железа обуславливает ее специфические магнитные свойства. Картину магнитного поведения ферроарабиногалактана изучали измерением его коэрцитивной силы и магнитной проницаемости. При циклическом перемагничивании исследованного нанобиокомпозита кривая магнитной индукции образует петлю гистерезиса с параметрами остаточной намагниченности $7 \cdot 10^{-4}$ Тл и коэрцитивной силой 500 А/м. Его магнитная проницаемость претерпевает резкий спад значений от 2 до 0,25 при изменении напряженности магнитного поля в интервале 100-300 А/м, оставаясь затем неизменной вплоть до значения напряженности магнитного поля 3500 А/м. Таким образом, новые наноразмерные железосодержащие биокомпозиты и жидкости на их основе обладают специфическими магнитными свойствами и способны к взаимодействию с внешним магнитным полем.

Свойства и структура магнитных жидкостей, представляющих собой полимер-связанные наноразмерные частицы, будут определяться как свойствами магнитной составляющей, так и свойствами биопо-

лимера, используемого в качестве стабилизатора. Арабиногалактан, с использованием которого созданы магнитные жидкости – природный полисахарид лиственницы, имеет молекулярную массу около 12000 D [9]. Первостепенно важной особенностью арабиногалактана представляется то, что он, являясь водорастворимым полисахаридом, придает это свойство формирующимся во взаимосвязи с ним наночастицам. Водный раствор этого разветвленного полимера является средой, активно влияющей на свойства образующихся частиц новой фазы и придающий им гидрофильные свойства. Важным качеством магнитных жидкостей является то, что они легко могут быть при необходимости (например, для транспортировки и хранения) переведены в сухое состояние, а затем вновь растворены в необходимой концентрации. Характеристическая вязкость растворов магнитных жидкостей варьируется в интервале 0,056-0,066.

Способы создания магнитных жидкостей биомедицинского назначения основаны на взаимосвязи структурного состава и функциональных свойств наноструктурных систем. По этому принципу создаются магнитоуправляемые противоопухолевые препараты на основе магнетита, покрытого альбумином, декстранмагнетита [10]. Создание стандартизованных магнитных жидкостей, обладающих высокой агрегативной устойчивостью необходимо при разработке биомедицинских препаратов. Достоинствами предлагаемого нами стабилизатора является его природное происхождение, доступность нетоксичность, невысокая вязкость, водорастворимость. Несомненным преимуществом арабиногалактана является наличие у него мембранотропных свойств – способности связываться с асиалогликопротеиновыми рецепторами и проникать через мембраны клеточной стенки [9]. Это свойство арабиногалактана и связанных с ним, в данном случае оксидов железа в виде магнетита, может обеспечить адресную доставку препарата в клетки печени с диагностической или лечебной целью.

Таким образом, нами изучен новый тип высокодисперсных магнитных жидкостей, обладающих специфическими магнитными свойствами и отличающихся от известных магнитных носителей биосовместимостью и долговременной стабильностью. Эти уникальные материалы могут найти широкое применение в технике и медико-биологической науке в качестве растворимых магнитов и магнитных жидкостей, биodeградируемых магнитоконтрастных средств для томографии, магнитоуправляемых лекарственных средств.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке интеграционного проекта СО РАН № 9, комплексного интеграционного проекта СО РАН № 13, и проекта Президиума РАН 12.1.

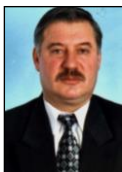
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Сергеев Г.Б. Нанохимия. – М.: Изд-во МГУ, 2003. – 288 с.
2. Помогайло А.Д., Розенберг А.С., Уфлянд И.Е. Наночастицы металлов в полимерах. – М.: Химия, 2000. – 672 с.
3. Rao C.N., Muller A., Cheetham A.K. The Chemistry of Nanomaterials. Darmstadt: WILEY-VCH GmbH & Co.KGaA, 2004. 741.
4. Katz E., Willner I. // *Angewandte Chemie*. – 2004. – 43. – P. 6042-6108.
5. Роко М.К., Уильямс Р.С., Аливисатос П. Нанотехнология в ближайшем десятилетии. – М.: Мир, 2002. – 294 с.
6. Медведева С.А., Александрова Г.П., Грищенко Л.А., Тюкавкина Н.А. Синтез железозо (II, III)содержащих производных арабиногалактана // *ЖОХ*. – 2002. – №9. – С.1569-1573.
7. 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.
8. Феоктистова Л.П., Сапожников А.Н., Медведева С.А., Александрова Г.П., Грищенко Л.А. Рентгенографическое исследование железосодержащих производных арабиногалактана // *ЖПХ*. – 2002. – Т.75. – Вып.12. – С.1945-1954.
9. Медведева С.А., Александрова Г.П. Стратегия модификации и биопотенциал природного полисахарида арабиногалактана. Панорама современной химии России. Синтез и модификация полимеров: Сб. обзорных статей. – М.: Химия, 2003. – С. 328-352.
10. Брусенцов Н.А., Гогосов В.В. и др. Реологические свойства и противоопухолевый эффект ферритмагнитных жидкостей // *Хим.-фарм. журнал*. – 1999. – С.9-12.

ПРЕДПОСЕВНАЯ ОБРАБОТКА СЕМЯН ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ КАК МЕТОД ИЗУЧЕНИЯ БИОЛОГИЧЕСКОГО ВЛИЯНИЯ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

**Таранов М.А., Казакова А.С., Федорищенко М.Г.,
Гайдаш М.В., Дрозда Е.А.**

Азово-Черноморская государственная агроинженерная академия
347740, г. Зерноград, ул. Ленина, 21. Факс (86359) 33380;
E-mail: ahgaa@zern.donpak.ru



Таранов Михаил Алексеевич доктор технических наук, профессор, автор 127 научных работ, в т.ч. 11 авторских свидетельств и патентов на изобретения, учебника, 2-х монографий и др. «Почетный работник высшего профессионального образования», «Почетный энергетик», имеет Почетное звание «Заслуженный работник высшей школы Российской Федерации». В настоящее время является ректором, заведующим кафедрой электрических машин и эксплуатации электрооборудования, профессор кафедры электрических машин и электрооборудования. Федерального государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Азово-Черноморской государственной агроинженерной академии»



Казакова Алия Сабировна окончила в 1973 г. МГУ им. М.В. Ломоносова. В 1997 г. защитила докторскую диссертацию по теме «Физиолого-биохимические основы селекции сорго на продуктивность и устойчивость к засухе». Имеет 132 научные статьи, в том числе 50 статей 5 авторских свидетельств, 5 статей в местных журналах. В настоящее время является профессором, заведующей кафедрой физиологии и химии «Азово-Черноморской государственной агроинженерной академии».



Федорищенко Михаил Геннадиевич окончил Азово-Черноморский институт механизации сельского хозяйства в 1982 году. В 2000 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме «Совершенствование процесса предпосевной обработки семян зернового сорго переменным электромагнитным полем промышленной частоты». Имеет 28 научных публикаций, в том числе 21 статья, 2 авторских свидетельства на изобретение РФ. В настоящее время является доцентом кафедры «Безопасность технических процессов и производств»



Дрозда Е.А. окончила Азово-Черноморскую государственную агроинженерную академию в 2005 году. Имеет 3 научных публикаций. Настоящее время является аспиранткой кафедры «Безопасность технических процессов и производств» Азово-Черноморской государственной агроинженерной академии.

Структурные изменения клетки – это главным образом структурные изменения внутриклеточной воды, которая является основным по массе компонентом клетки, оказывает влияние на все физиолого-

биохимические процессы, происходящие в ней, и в первую очередь, на дыхание и активность ферментов. Вода, свободная и связанная, является приемником энергии электромагнитного облучения. О степени структурированности воды в биологических объектах судят по количеству связанной воды в клетках. Такая вода составляет около 20% от общего количества воды в живых тканях [1].

Удобным модельным объектом для изучения роли воды, её состояния в клетке и влияния магнитных полей являются прорастающие семена. Сухие семена злаков содержат 10...13% воды, а зародыш – около 5%. При прорастании семян происходит поглощение воды, их набухание, что сопровождается увеличением фракции свободной метаболически активной воды [2]. В семенах отличающихся по засухоустойчивости сортов озимой пшеницы наблюдали различную динамику увеличения молекулярной подвижности воды при набухании [3].

Предпосевная обработка семян – один из путей повышения их всхожести, получения заданной густоты стояния растений и гарантированного урожая. Ранее нами было установлено, что предпосевная обработка семян сорго электромагнитным полем переменной частоты (ЭМП ПЧ) на разработанной нами установке [4] дает положительный эффект [5]. Было показано, что обработка воды ЭМП ПЧ приводит к изменению её энергии [7], а обработка семян такой активированной водой оказывает стимулирующий эффект на энергию прорастания и всхожесть семян сорго [5]. На основании полученных экспериментальных данных был предложен механизм воздействия (энергопередачи) дозы электромагнитной энергии на структурное состояние воды, находящейся в семенах сорго при их обработке, которая оказывает влияние на посевные качества семян и адаптивные свойства растений.

В связи с вышеизложенным целью данной работы явилось изучение влияния предпосевной обработки семян ярового ячменя ЭМП ПЧ на всхожесть и параметры проростков при проращивании в условиях оптимального увлажнения и модельной засухи.

Работа была выполнена на 20 сортообразцах ярового ячменя урожая 2005 г., которые имели высокую всхожесть. Семена обрабатывали ЭМП ПЧ на лабораторной установке в течение одной секунды, оставляли для отлежки на пять дней [7], а затем проращивали в рулонах при +20°C на воде (контроль) или на 0,2 М растворе сахарозы (модельная засуха). Определяли энергию прорастания, всхожесть, линейные размеры и массу проростков, а также коэффициент синтетической эффективности.

Предпосевная обработка семян ярового ячменя дает положительный эффект при проращивании семян как в условиях оптимально-

го, так и недостаточного увлажнения (таблица). Обработка кондиционных семян незначительно увеличивает всхожесть при проращивании в оптимальных условиях, что вряд ли значительно повлияет на урожайность. Наиболее существенным оказалось увеличение следующих параметров: энергии прорастания, длины самого длинного корешка и коэффициента синтетической эффективности, который возрос на 6,3%. Такие изменения роста проростков могут быть результатом перенастройки орфогенетических программ в результате воздействия магнитного поля на сухие семена, в которых в первую очередь изменяется состояние воды. Однако наиболее интересным является эффект ЭМП ПЧ при проращивании семян в условиях недостаточного увлажнения: значительно возрастают всхожесть и линейные размеры корешка и ростка, а также масса проростка. Несомненно, что такие семена в условиях весенней почвенной засухи будут иметь явное преимущество перед необработанными: корешок не потеряет контакт с влажными слоями почвы, а росток быстрее выйдет на дневную поверхность, где в листочках заработает фотосинтетический аппарат. Таким образом, предпосевная обработка семян ярового ячменя ЭМП ПЧ является эффективным средством повысить всхожесть, мощность проростков и устойчивость к неблагоприятным факторам среды.

Всхожесть, число корешков, линейные размеры и масса проростков ярового ячменя в условиях оптимального увлажнения, модельной засухи и предпосевной обработки семян ЭМП ПЧ (среднее по 20 образцам)

ВАРИАНТ ОПЫТА	Всхожесть, %	Энергия прорастания, %	Число корешков, шт.	Длина самого длинного корешка, см	Длина ростка, см	Масса проростка, мг
Контроль	93,0 min 86,0 max 98,5	52,0 min 10,5 max 90,0	5,9 min 5,5 max 6,2	13,3 min 9,6 max 15,3	8,8 min 6,2 max 11,9	17,6 min 12,4 max 24,1
Контроль + обработка	95,2 min 88,0 max 99,0	64,8 min 30,0 max 93,0	6,0 min 5,4 max 6,4	15,2 min 11,3 max 17,3	8,8 min 6,1 max 14,1	17,6 min 14,4 max 29,6
Засуха	72,1 min 48,0 max 89,0	–	4,4 min 2,9 max 5,5	4,1 min 1,9 max 7,9	1,9 min 0,9 max 5,6	8,6 min 5,5 max 12,0
Засуха + обработка	89,4 min 73,0 max 98,5	–	4,8 min 3,9 max 5,5	5,9 min 4,3 max 11,0	3,4 min 2,2 max 5,4	10,7 min 8,3 max 13,7

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Абрамов Н.В. Изучение действия электрофизических факторов на биологические объекты// Электронная обработка материалов. – 1980. – №5. – С.57-59
2. Аксенов С.И., Головина Е.А., Грунина Т.Ю. Методы ЯМР и ЭПР – томографии в исследовании распределения и состояния воды в семенах злаков. Физиология семян: формирования: прорастание, прикладные аспекты. – Душанбе, 1990. – С. 251-262.
3. Швалева А.Л., Прокофьева Т.П., Галялтинов М.К., Еварестов А.С., Марков В.М. Исследование импульсным методом ядерного магнитного резонанса состояния воды в семенах различных по засухоустойчивости сортов озимой пшеницы. Физиология и биохимия культур. Растений. – 1995. – Т.27, № 1-2. – С. 46-52.
4. Пат. С1 2193833 RU 7 А 01 С1/00. Установка для предпосевной обработки семян / М.А. Таранов, Г.П. Стародубцева, П.А. Бондаренко, М.Г. Федорищенко (Азово-Черномор. гос. агроинж. акад.). – 2000115106/13; Заявл.09.06.2000 // Изобретения. Полезные модели. – 2002. – №34(ч.II). – С.149.
5. Федорищенко М.Г. Совершенствование процесса предпосевной обработки семян зернового сорго переменным электромагнитным полем промышленной частоты: Автореф. дис. ... канд.техн.наук. – зерноград, 2000. – 16 с.
6. Пат. 2120414 РФ, МКИ 6 С02 F 1/48. Способ контроля эффективности активации водных систем магнитным полем / Г.М. Федорищенко. № 97107171/25: Заявлено 06.05.97; Опубл. 20.10.98// Изобретения. – 1998. – №29. – С.333.
7. Казакова А.С., Федорищенко М.Г., Бондаренко П.А. Влияние предпосевной обработки семян ярового ячменя электромагнитным полем промышленной частоты на их посевные качества. Технология, агрохимия и защита сельскохозяйственных культур. – зерноград. – С. 207-210.

ПРИМЕНЕНИЕ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ В ТЕХНИКЕ

КОНЕЧНО-ЭЛЕМЕНТНЫЙ АНАЛИЗ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ ГЕРМЕТИЗАТОРОВ

Казаков Ю.Б.

Ивановский государственный энергетический университет
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34, факс (4932)385701,
тел. (4932)385785; E-mail: elmash@em.ispu.ru



Казаков Юрий Борисович окончил Ивановский энергетический институт в 1976 г. В 2000 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора технических наук «Численное моделирование и разработка конструкций электрических машин с учетом взаимного влияния физических полей». Имеет 180 публикаций, в том числе 53 статьи, авторское свидетельство, 2 патента РФ на изобретения. В настоящее время – научный руководитель проблемной научно-исследовательской лаборатории прикладной феррогидродинамики, профессор кафедры электромеханики ИГЭУ.

В рабочем режиме магнитожидкостного герметизатора (МЖГ) при вращении возникает азимутальное вязкое течение магнитной жидкости (МЖ). В МЖ возникает тепловыделение, обусловленное вязким трением слоев МЖ. Локальные тепловыделения определяются динамической вязкостью МЖ и градиентом скорости течения МЖ в зазоре. Чрезмерный разогрев МЖ интенсифицирует испарение МЖ, способствует разрушению МЖ, снижает ресурс работы МЖГ. Одновременно вязкое трение слоев МЖ определяет один из важнейших показателей МЖГ – собственный момент трения. Таким образом, анализ гидродинамического состояния является важной задачей при разработке МЖГ.

Решение задачи расчета поля скоростей течения МЖ в зазоре МЖГ осложняется заранее неизвестным положением и конфигурацией свободных поверхностей МЖ, зубчатой структурой сердечников и нелинейностью реологической характеристики МЖ – зависимостью динамической вязкости МЖ μ от скорости сдвига γ .

Возникающие в МЖГ физические поля являются взаимозависимыми [1, 2, 6] и все они одновременно оказывают влияние на свойства материалов МЖГ (магнитные, реологические, теплофизические). Например, распределения магнитного и теплового полей зависят от положения и формы магнитожидкостной пробки, которые в свою очередь определяются распределениями магнитного и теплового полей. Магнитные свойства МЖ и постоянных магнитов зависят от температуры их работы, но в свою очередь реологические характеристики

МЖ, тепловыделения в элементах МЖ и теплофизические свойства МЖ зависят от индукции магнитного поля B и температуры T .

Моделирование гидродинамического состояния МЖГ целесообразно осуществлять численными методами на основе полевых моделей, содержащих множество элементов, например на основе метода конечных элементов [2, 3, 4]. Предварительно выполнялось численное определение положения и конфигурации магнитножидкостной пробки при критическом удерживаемом перепаде давления по результатам расчета магнитного поля МЖГ на заданной конечно-элементной сетке [4] и с использованием адаптивных конечно-элементных сеток [5] (рис. 1). Использовались модели, содержащие десятки тысяч конечных элементов.

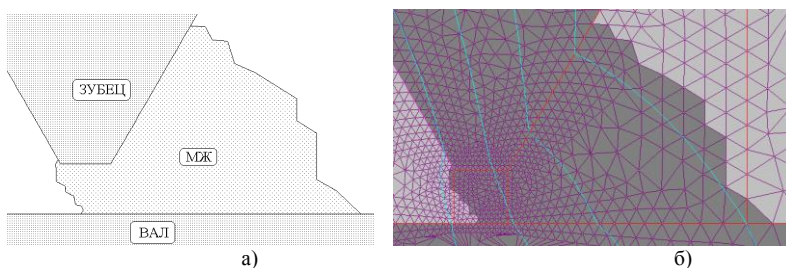


Рис. 1. Полученная численная конфигурация МЖ при критическом удерживаемом перепаде давления (а), конечно-элементная сетка фрагмента расчетной области и линии магнитного потока (б)

В результате решения магнитной задачи, определения положения и конфигурации МЖ, из общей конечно-элементной модели МЖГ вычленяется найденная область магнитожидкостной пробки со значениями индукций в элементах и передается в подсистему расчета гидродинамического состояния МЖГ.

Расчет распределения поля скоростей течения МЖ в зазоре проводится в плоскомеридианном сечении МЖГ в осях r, z для функции $\varphi = r \cdot v$, где v – азимутальная (по угловой координате θ) и единственная составляющая вектора скорости течения МЖ \vec{v} . Выбор функции φ для описания поля скоростей течения МЖ обуславливается тем, что дифференциальное уравнение приобретает симметрию относительно координат r и z .

При постановке задачи расчета сдвигового течения вязкой МЖ в зазоре считаем МЖ несжимаемой жидкостью, течение ее в зазоре – осесимметричным, стационарным и ламинарным. При записи уравнения равновесия сил, действующих на МЖ, для азимутальной состав-

ляющей v учтем, что кинетическая энергия МЖ для установившегося течения не изменяется. Вследствие осевой симметрии МЖГ магнитная сила не имеет азимутальной составляющей. Пренебрегаем гравитационными силами. В таком случае сила вязкого трения будет уравновешивать составляющую градиента давления p в азимутальном направлении. Дифференциальное уравнение течения вязкой МЖ в частных производных принимает вид

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{\mu}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\varphi) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\mu}{r} \frac{\partial}{\partial z} (\varphi) \right] = - \frac{\partial p}{\partial (r\theta)} \quad (1)$$

В этом виде это уравнение обобщает дифференциальные уравнения, рассматриваемые в [7, 8].

Здесь $\frac{\partial p}{\partial (r\theta)}$ – составляющая градиента внутреннего давления в

МЖ в азимутальном направлении; μ – динамическая вязкость МЖ, являющаяся функцией скорости сдвига γ и индукции B .

По условиям задачи и в соответствии с принятыми допущениями

$$\frac{\partial v}{\partial \theta} = 0.$$

Скорость сдвига

$$\gamma = \sqrt{\left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2}.$$

В [7, 8] рассматривается применение метода конечных разностей для решения аналогичной задачи, но без предварительного численного определения положения и конфигурации магнитожидкостной пробки. Кроме того, решалась линейная задача для более сложного по форме записи дифференциального уравнения.

Метод конечных элементов позволяет создать более точно описывающую поверхности МЖ модель, учесть нелинейность реологической характеристики, в более общей записи формализовать алгоритм достижения решения. Энергетический функционал, подлежащий минимизации будет иметь вид

$$Q = \frac{1}{2} \iint_{rz} \left\{ \left[\mu \left(\frac{\partial \varphi}{\partial r} \right)^2 + \mu \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)^2 \right] \frac{1}{r} - 2\varphi \frac{\partial p}{\partial (r\theta)} \right\} dzdr.$$

Без наличия источника азимутального напора в МЖ принимаем, что внутреннее давление в азимутальном направлении не изменяется

$$\frac{\partial p}{\partial (r\theta)} = 0.$$

В таком случае уравнение (1) соответствует уравнению Лапласа.

Нелинейная реологическая характеристика МЖ на железе, взятая из [1, рис. 8.23], аппроксимирована кубичными сплайнами. Влияние индукции магнитного поля на динамическую вязкость МЖ учтено в виде зависимости от квадратного корня из индукции [6, рис. 4.33]

$$\mu_{|B>0} = \mu_{|B=0} [1 + 50\sqrt{B}],$$

где индукция B задается в Тл.

На поверхностях обоих, возможно зубчатых с изменяемой радиальной координатой, сердечников, формирующих зазор, задаются их скорости вращения n_1 и n_2 . Эти скорости выступают в виде заданных граничных условий области расчета МЖ на границах соприкосновения сердечников с магнитожидкостной пробкой. На свободных поверхностях магнитожидкостной пробки заданы нулевые нормальные производные скорости течения МЖ

$$\frac{\partial v}{\partial n} = 0,$$

где n – нормаль к границе свободной поверхности МЖ, в отличие от [7, 8], где задаются нулевые производные скорости течения МЖ только по координате z .

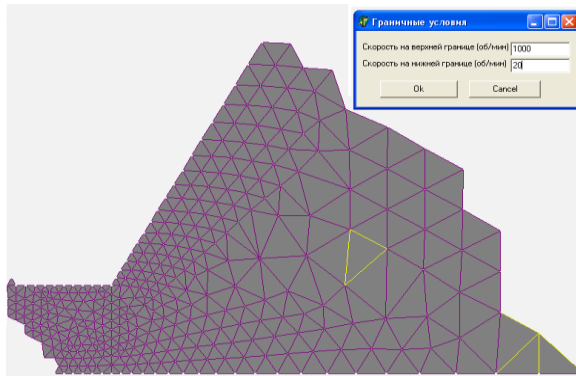


Рис. 2. Гидродинамическая конечно-элементная модель МЖ

Дальнейшее формирование конечно-элементной модели рассматриваемой задачи (рис. 2) и ее обработка выполняются по описанной в [2] процедуре. В результате решения гидродинамической задачи (рис. 3) каждый узел конечно-элементной сетки магнитожидкостной пробки имеет свою скорость течения v , каждый элемент L – свою скорость сдвига γ_L и динамическую вязкость μ_L , определяемую своей рабочей точкой на реологической характеристике при известной в элементе индукции B_L .

Мощность тепловыделений от потерь на вязкое трение слоев МЖ неравномерно распределена по объему магнитожидкостной пробки. В элементе L МЖ в единице объема выделяется тепловая мощность

$$P_L = \frac{\mu_L \gamma_L^2}{2}.$$

Индукция магнитного поля через влияние на вязкость МЖ определяет, в том числе, выделяемые в МЖ потери. Далее можно решать тепловую задачу, как например в [3].

Собственный момент трения МЖГ определяем энергетическим методом. Считаем, что мощность P , выделяемая при вязком трении слоев МЖ в магнитожидкостной пробке, как сумма мощностей выделяемых во всех $L=1, \dots, E$ конечных элементах МЖ с площадями S_L , покрывается механической мощностью, поступающей от вращающихся частей МЖГ.

$$P = \frac{1}{2} \sum_{L=1}^E S_L 2\pi r_{Lcp} \mu_L \gamma_L^2.$$

Тогда собственный момент трения МЖГ

$$M_{TP} = P/\omega.$$

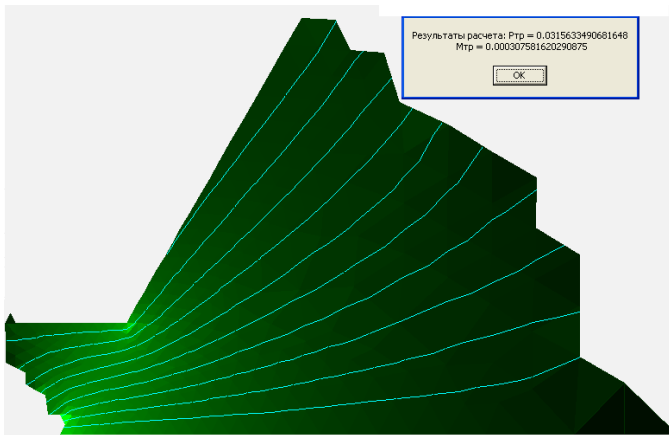


Рис. 3. Цветовая гамма распределения скоростей сдвига МЖ, линии равных скоростей течения, мощность потерь на вязкое трение и момент трения

Полученная картина распределения поля скоростей течения МЖ соответствует физическим представлениям. Диапазон разброса скоростей сдвига по сечению магнитожидкостной пробки для рассмотренной задачи составил от 80 до 40000 с^{-1} , диапазон разброса значений динамической вязкости элементов МЖ от 81 до 28 Па·с. В тоже время возрастание скорости сдвига в элементах МЖ, расположенных в узкой части зазора, приводящее к снижению динамической вязкости сопро-

вождается повышением в этих элементах индукции магнитного поля и обратному увеличению динамической вязкости. Значительный разброс значений скоростей течения по объему МЖ подчеркивает целесообразность конечно-элементного моделирования магнитогидродинамического состояния МЖГ с учетом нелинейности реологической характеристики МЖ и представления МЖГ с магнитожидкостной пробкой точной геометрической моделью.

Выводы

1. Разработан алгоритм конечно-элементного моделирования магнитогидродинамического состояния магнитожидкостных герметизаторов с учетом нелинейности реологической характеристики МЖ и учетом влияния распределения индукции магнитного поля.

2. Показана существенность изменения скоростей течения элементов МЖ, скоростей сдвига и динамической вязкости по сечению магнитожидкостной пробки.

3. Представлен способ определения момента трения МЖГ на основе энергетического подхода 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. Казаков Ю.Б., Щелькалов Ю.Я. Конечно-элементное моделирование физических полей в электрических машинах / Иван. гос. энерг. ун-т. – Иваново, 2001. – 100 с.
3. Казаков Ю.Б., Щелькалов Ю.Я. Численный анализ взаимодействующих магнитного и теплового полей в магнитожидкостном герметизаторе // Электротехника. – 2002. – № 6. – С. 57-61.
4. Система расчета магнитожидкостного герметизатора с параметрически формируемой полевой моделью и определением критического положения магнитной жидкости / Ю.Я. Щелькалов, Ю.Б. Казаков, А.И. Тихонов, С.М. Перминов // 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. Страдомский Ю.И. Основы феррогидродинамики: Учеб. пособие / Иван. гос. энерг. ун-т. – Иваново, 2004. – 108 с.
7. Радионов А.В., Гавриш В.И. Влияние концентраторов магнитного поля на распределение температуры в зазоре магнитожидкостного герметизатора // Сборник научн. трудов 10 Междун. Плесской конф. по магнитным жидкостям. – Плес, 2002. – С. 435-438.
8. Конечно-разностное моделирование магнитожидкостного герметизатора / Ю.И. Страдомский, С.М. Перминов, С.С. Борисов, Н.Н. Русакова // Магнитные жидкости в ИГЭУ: Труды ИГЭУ / Под ред. Ю.Я. Щелькалова – Иван. гос. энерг. ун-т, 2004. – С. 149-169.

СТАБИЛИЗАЦИЯ ДИСПЕРСНЫХ МЕТАЛЛОВ НЕИОНОГЕННЫМИ ПОВЕРХНОСТНО-АКТИВНЫМИ ВЕЩЕСТВАМИ В ОРГАНИЧЕСКИХ СРЕДАХ

Байбуртский Ф.С., Корнев А.Д., Виленский А.И.

Институт биохимической физики имени Н. М. Эмануэля РАН
Российская Федерация, г. Москва, 119991, улица Косыгина, дом 4.

E-mail: Bayburt@mail.ru

Высокодисперсные металлы находят применение в современной промышленности и технике как катализаторы реакций гидрогенизации олефинов, полимеризации мономеров, присадки к смазочным маслам и жидким топливам, наполнители токопроводящих полимерных клеев и плёнок, основные компоненты магнитных жидкостей [1]. При этом дисперсные металлы находятся в органической среде, чаще всего неполярной. Применение неионогенных ПАВ в качестве стабилизаторов дисперсных систем в органических средах является перспективной, но малоизученной проблемой. Эффективность стабилизирующего действия ПАВ определяется спецификой их поверхностных взаимодействий с металлом и структурой возникающих адсорбционно-сольватных слоёв [2]. Адсорбция неионогенных поверхностно-активных веществ (НПАВ) на металлах из углеводородных сред изучена в недостаточной степени. В настоящей работе нами была исследована адсорбция неионогенных ПАВ на высокодисперсных металлах из углеводородной среды, в сопоставлении с исследованием поверхностных взаимодействий молекул НПАВ с металлами.

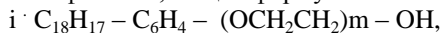
В работе использованы полиэтиленгликолевые производные:

1) высших жирных спиртов, общей формулы:



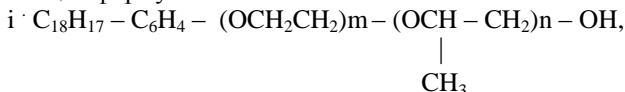
где $m = 3, 6, 10$ (сокращённо ПС-3, ПС-6, ПС-10).

2) алкилфенолов, общей формулы:



где $m = 4, 10, 30$ (сокращённо ОП-4, ОП-10, ОП-30).

3) алкилфенолов, содержащих этиленовую и пропиленовую группы общей формулы:



где $m = 8, 10, 16$ при $n = 2, 8$ (сокращённо ОКС-8, ОКС-10, ОКС-16).

Критическая концентрация мицеллообразования для НПАВ в углеводородах составляет $9 \cdot 10^{-4}$ моль/л. Адсорбенты – высокодис-

персные железо и никель (коагуляты) были получены электроконденсационным методом [4] в чистом толуоле без НПАВ и представляли чёрные рыхлые осадки, составленные из агрегатов первичных сферических частиц, размерами 30-80 ангстрем (\AA) согласно данным электронной микроскопии [5]. Размеры отдельных агрегатов коагулятов железа и никеля составили в среднем 50 \AA . Удельная поверхность дисперсных никеля и железа 13 и $16 \text{ м}^2/\text{г}$ (по данным низкотемпературной адсорбции аргона).

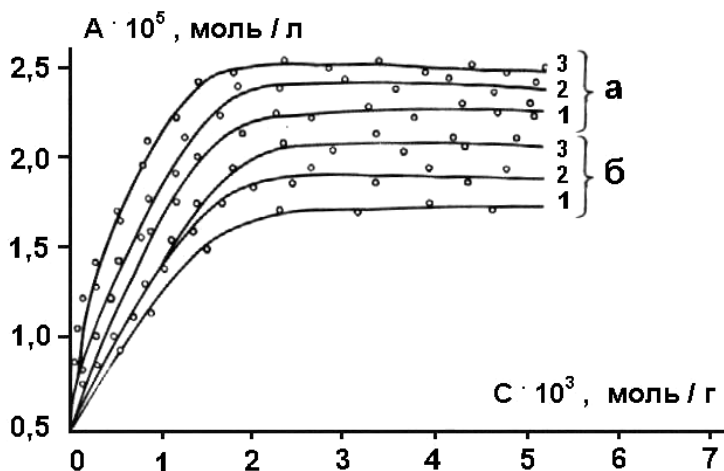


Рис. 1. Изотермы адсорбции НПАВ из толуола при 22°C на дисперсных а) никеле, б) железе. 1 – ОКС-8; 2 – ОКС-10; 3 – ОКС-16

Адсорбцию НПАВ из растворов в толуоле на высокодисперсных металлах исследовали интерферометрическим методом (интерферометр ИТР-2) в статических условиях при 22°C . Время контакта раствора НПАВ с коагулятом 24 часа. Изотермы адсорбции НПАВ (рисунок 1) имели лэнгмюровский тип и очевидно отражали адсорбцию ассоциатов молекул [6]. Графическим методом с использованием линейной формы уравнения Лэнгмюра были рассчитаны значения предельной адсорбции A_∞ (моль/ м^2) и основные параметры, характеризующие состояние молекул НПАВ в адсорбционном слое: посадочная площадка молекулы и толщина адсорбционного слоя S_0 [\AA], δ [\AA], вычисленная по формуле: $\delta = (A_\infty M) / \rho$ (где M – молекулярная масса НПАВ) при допущении, что плотность ρ [$\text{г}/\text{см}^3$] оксигетилированного соединения в адсорбционном слое равна плотности этого вещества,

определённой пикнометрически [7]. Исследование изотерм десорбции показало полную обратимость адсорбции НП АВ на дисперсных железе и никеле.

Таблица 1

Предельная адсорбция A_{∞} , посадочная площадка молекулы S_0 и толщина адсорбционного слоя НП АВ δ на высокодисперсных частицах железа и никеля в среде толуола при 22°C

№	НП АВ	Молекулярная масса, М	Плотность вещества ρ , г/см ³
1	ПС-3	387	0,523
2	ПС-6	450	0,559
3	ПС-10	600	0,760
4	ОП-4	380	0,554
5	ОП-10	650	1,021
6	ОП-30	1500	1,513
7	ОКС-8	674	1,025
8	ОКС-10	762	1,253
9	ОКС-16	1374	1,475

№	железо			никель		
	$A_{\infty} 10^6$ моль/м ²	S_0 [Å ²]	δ [Å]	$A_{\infty} 10^6$ моль/м ²	S_0 [Å ²]	δ [Å]
1	5,0	33,0	36,0	3,9	43,2	28,6
2	6,9	24,0	56,0	6,2	27,0	52,1
3	10,0	17,0	79,0	6,9	24,2	54,6
4	12,5	13,0	87,0	7,7	21,6	53,3
5	15,6	11,0	99,5	11,6	14,4	73,4
6	19,9	9,0	190,1	17,7	9,4	177,0
7	22,0	8,0	199,2	19,2	9,0	177,0
8	23,0	7,0	206,5	20,4	8,2	182,0
9	25,0	7,2	246,0	23,0	7,0	226,0

Величины предельной адсорбции НП АВ на дисперсных железе и никеле несколько различаются (рисунок 1,а и 1,б и таблица 1), но значительно большее влияние на них оказывает природа полиэтиленгликолевых производных. Адсорбция НП АВ на металлах уменьшается в ряду ОКС (16, 10, 8) > ОП (30, 10, 4) > ПС (10, 6, 3). Наличие бензольного кольца в составе гидрофобной части молекулы благоприятствует адсорбции НП АВ из углеводорода (таблица 1). При постоянной величине гидрофобной части молекулы увеличение степени окси-

этилирования закономерно повышает поверхностную активность НПАВВ (рис. 1, таблица 1) относительно дисперсных никеля и железа. Посадочные площадки молекул НПАВ (S_0) уменьшаются с ростом гидрофильной части и составляют минимально 7-8 Å. Рассчитанные толщины адсорбционных слоёв (δ) колеблются от 28 до 246 Å. Сравнение величин S_0 и δ для исследованных соединений позволяет утверждать, что молекулы (ассоциаты) НПАВ адсорбируются из углеводородной среды на поверхности металла не плоским монослоем [7], а отдельными сегментами, остальная часть молекулы или ассоциата находится в свёрнутом состоянии в жидкой фазе.

Обратимость адсорбции НПАВ на никеле и железе и сравнительно небольшое влияние природы металла на величину предельной адсорбции указывает на физический характер процесса.

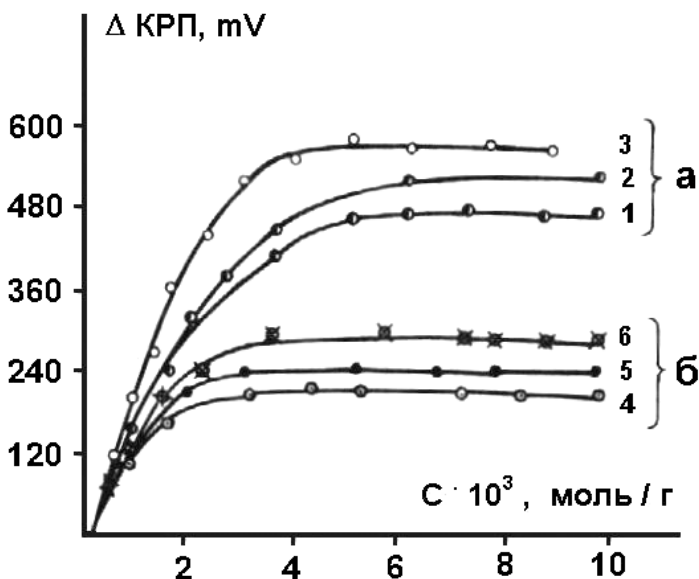


Рис. 2. Влияние НПАВ на работу выхода электрона
а) железа, б) никеля при 22°C: 1, 4 – ОКС-8; 2, 5 – ОКС-10; 3, 6 – ОКС-16

Адсорбция НПАВ, наряду с интерферометрическим исследованием была определена методом поверхностного потенциала, по изменению работы выхода электрона из металла под действием введённых соединений. Измерения проведены на установке конденсаторного типа

по известной методике [8] на никелевых и железных пластинах из углеводородной среды. Результаты проведённого эксперимента (рис. 2) подтверждают подчинение адсорбции исследованных НПАВ закону Лэнгмюра. Работа выхода электрона зависит от природы металла (рис. 2,а и 2,б). Рост степени процесса оксиэтилирования увеличивает работу выхода электрона. Это подтверждает развитую выше концепцию о том, что при адсорбции молекул НПАВ из углеводородной среды оксиэтильные группы обращены к металлу.

Прямая информация о характере взаимодействия молекул НПАВ с поверхностью никеля и железа получены методом ИК-спектроскопии (спектрометр UR-20) в интервале частот 400-4000 см^{-1} , с помощью приставки МНВО [9]. Для снятия спектров МНВО была использована стандартная приставка с кристаллом KRS-5, с углом 45°, рассчитанная на 10 отражений. Полная идентичность спектров пропускания толуола адсорбированного на высокодисперсных никеле и железе и спектров пропускания НПАВ адсорбированного из толуола на никеле и железе свидетельствует о физической адсорбции молекул НПАВ на металле, вполне сходной с адсорбцией молекул толуола.

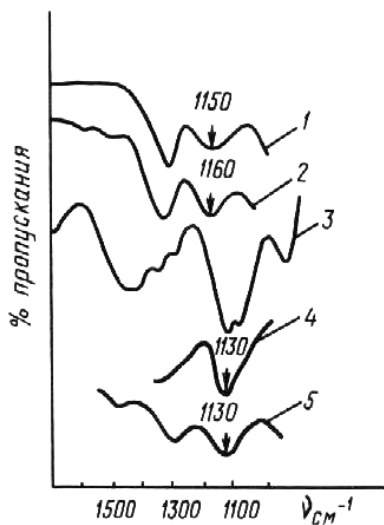
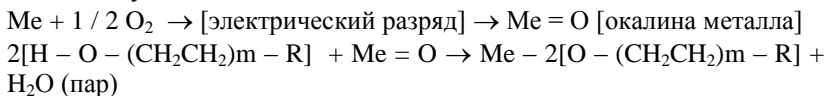


Рис. 3. Спектры пропускания этанола и НПАВ, адсорбированных на дисперсных магнитных металлах: никеле и железе при 22°C:

- 1 – чистый этанол, 2 – никель / этанол, 3 – железо / этанол,
4 – никель / ОКС-16 / этанол; 5 – железо / ОКС-16 / этанол

Ранее ИК-спектроскопическим методом было установлено, что адсорбция спиртов алифатического ряда на многих окислах металлов [10] и на металлах [11] сопровождается образованием поверхностных хемосорбционных соединений типа $Me - OR$.

Исследование адсорбции НПАВ на дисперсных никеле и железе из этанола ИК-спектроскопическим методом показывает, что в присутствии НПАВ наблюдается смещение полос поглощения от 1160 до 1130 cm^{-1} (2, 4 и 3, 5 на рисунке 3). Такое смещение, очевидно, вызвано возникновением донорно-акцепторных взаимодействий между молекулами НПАВ и алкоксильными группами хемосорбционных соединений по типу $Me - OR$:



В спиртовой среде физическая адсорбция молекул НПАВ на металле осуществляется посредством водородной связи.

Таким образом, мы получали устойчивые коллоидные системы с дисперсной фазой, частицы которой были представлены магнитными металлами – железом и никелем. Однако при наложении магнитного поля порядка 1000 Эрстед данные системы расслаивались и коагулировали. Для увеличения их устойчивости мы добавляли в систему веретённое масло, после чего отгоняли легкокипящий толуол. Получались вязкие магнитные коллоиды, которые вели себя подобно магнитным жидкостям на основе магнетита, олеиновой кислоты и керосина.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Натансон Э.М., Ульберг З.Р. Коллоидные металлы и металлополимеры. – Киев, 1971. – С. 281-289, 306-313.
2. Лисичкин Г.В., Писаренко О.И., Лунина М.А., Хингагашвили В.Ю. Каталитические реакции в жидкой фазе. – Алма-Ата, 1974. – С. 78-81.
3. Фукс Г.И. Успехи коллоидной химии. – Москва, 1973. – С. 117-129.
4. Шенфельд Н. Неионогенные моющие средства. – Москва, 1965. – С. 147.
5. Лунина М.А., Новожилов Ю.А. // Коллоид. журн. – 1969, т. 31. – С. 467.
6. Лунина М.А. // Коллоид. журн. – 1975, т. 37. – С. 567-570.
7. Клименко Н.А. // Коллоид. журн. – 1973, т. 35. – С. 772-774.
8. Марков А.А, Гаркунов Н.Д., Голиков Г.А. Теория смазочного действия и новые материалы. – Москва, 1965.
9. Лунина М. А. // Коллоид. журн. – 1976, т. 38. – С. 600-601.
10. Игнатьев М.С. // Доклады АН СССР. – 1968, т. 183. – С. 621.
11. Лунина М.А. // Журнал физической химии. – 1976, т. 4. – С. 972.

ДЕФОРМАЦИЯ КРУГОВОЙ МЕМБРАНЫ ИЗ ФЕРРОЭЛАСТА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Райхер Ю. Л., Столбов О. В.

Институт механики сплошных сред УрО РАН
614013, г. Пермь, ул. Королева, 1. Факс (3422) 336957
E-mails: raikher@icmm.ru и sov@icmm.ru



Райхер Юрий Львович окончил Пермский государственный университет в 1971 г. и аспирантуру при нем в 1974 году. Работает в Институте механики сплошных сред Уральского отделения РАН с 1971 г. Доктор физико-математических наук, диссертация «Магнитные и ориентационные свойства ансамблей однодоменных частиц в твердых и жидкокристаллических матрицах» защищена в 1996 г. в форме научного доклада. С 1991 г. заведует Лабораторией кинетики анизотропных жидкостей ИМСС УрО РАН. Член секции «Магнетизм» Научного совета РАН по проблеме «Физика конденсированных сред», член International Steering Committee on Magnetic Fluids. Имеет около 200 научных публикаций, в т.ч. 115 статей. Области научных интересов: физика дисперсных ферромагнетиков и сложных магнитных жидкостей



Столбов Олег Валерьевич окончил в 2001 году Пермский технический университет по специальности «Математическое моделирование систем и процессов» и получил степень магистра прикладной математики и информатики. Затем поступил в аспирантуру в Институт механики сплошных сред УрО РАН. Имеет более 20 научных публикаций, в т.ч. 10 статей. Научные исследования в области магнитоупругих материалов. Участник проектов РФФИ, УрО РАН, Международного научного фонда (Фонд Сороса), INTAS и CRDF

Мягкие ферроэласты представляют собой композиционные магнитоуправляемые материалы, основной компонентой которых является слабосшитая высокоэластичная матрица с наполнителем из магнитных частиц микронных и субмикронных размеров. Наблюдаемый в этих материалах гигантский магнитодеформационный эффект, заключающийся в деформации ферроэласта под действием внешнего магнитного поля на много порядков превосходит пьезо- и магнитострикционные деформации в кристаллах. Это неудивительно, поскольку механизм явления не имеет отношения к кристаллофизике. Деформация ферроэластов в ответ на приложенное поле является результатом конкуренции магнитоэластического и упругого высокоэластического вкладов в свободную энергию тела. Поскольку оба типа взаимодействия явля-

ются далекодействующими, то понятно, что проявления эффекта существенно зависят от геометрии образца, подвергающегося намагничиванию.

В работах [1–3] построена система уравнений, описывающая ферроэласт как намагничивающийся упругий континуум, и в рамках этой модели предложен способ расчета равновесного магнитодеформационного поведения тел осесимметричной формы по методу конечных элементов. Выполненное рассмотрение сплошных сфер, эллипсоидов и круговых цилиндров, а также полых сфер, позволило построить качественно правильную картину формоизменения указанных объектов в однородном магнитном поле и объяснить ряд имеющихся экспериментальных данных.

В самых общих чертах, суммируя теоретические результаты, можно сказать, что образец со свободной поверхностью (нет закреплений), имеющий любую из перечисленных выше форм, при намагничивании удлинится в направлении приложенного внешнего поля \mathbf{H}_0 , сохраняя все элементы исходной группы симметрии $D_{\infty h}$. (В обозначениях непрерывных групп мы следуем книге [4]). В частности, форма тела всегда остается инвариантной при отражении в плоскости перпендикулярной направлению поля. Последнее обстоятельство кажется очевидным, поскольку магнитодеформационный эффект, конечно, четен относительно инверсии \mathbf{H}_0 . В настоящей работе представлена ситуация, где без нарушения магнитной четности ($\mathbf{H}_0 \leftrightarrow -\mathbf{H}_0$) возникает, однако, спонтанное нарушение геометрической симметрии тела. Насколько нам известно, в эксперименте такая постановка пока не реализована.

Задача состоит в определении формы, которую в ответ на приложенное однородное поле принимает плоская круглая мембрана из ферроэласта, закрепленная без напряжения по внешней окружности. Сила тяжести отсутствует, поле накладывается вдоль оси перпендикулярной к плоскости мембраны. Ограничимся, как и ранее, аксиально-симметричной (относительно \mathbf{H}_0) постановкой, то есть исключим из рассмотрения возмущения формы по азимутальной координате. Тем самым, предполагаем, что тело сохраняет осевую симметрию как в начальном состоянии ($\mathbf{H}_0 = 0$), так и при любом намагничивании в заданном направлении \mathbf{H}_0 . Важно, однако, что условие вращательной инвариантности тела никак не связано с наличием у него перпендикулярной плоскости симметрии. Иными словами, решение задачи может иметь любую из двух возможных групп симметрии: $D_{\infty h}$ (вращение + плоскость симметрии) или C_∞ (только вращение на произвольный угол). Тот факт, что во всех ранее решенных задачах реализовались

исключительно ситуации, где группа симметрии ($D_{\infty h}$) не изменялась, фундаментального значения не имеет.

Рассмотрим круглую мембрану конечной толщины с неподвижной внешней границей. Геометрически, она представляет собой круговой цилиндр с большим отношением диаметра основания d к высоте h . Противоположному аспектному отношению ($d/h \ll 1$) отвечает длинный тонкий цилиндр. Вполне очевидно, что в тонком цилиндре, намагничиваемом вдоль оси, поле H_0 индуцирует внутреннее магнитное поле, создающее силы, способствующие дальнейшему уменьшению продольного размагничивающего фактора, то есть способствует продольному растяжению. Именно такой результат дает и количественный расчет по нашей модели [5], при этом группой симметрии решения, действительно, остается $D_{\infty h}$. В случае тонкого плоского цилиндра эффект указанный магнитостатический эффект, разумеется, также имеет место. Причем, если, допустить, что на тело наложено требование сохранения группы симметрии $D_{\infty h}$, то такая деформация будет и единственно возможной. Однако для легко деформируемых магнитных тел имеется более эффективный способ минимизации магнитной энергии. Поясним его на примере пленки или границы раздела магнитной жидкости. Поскольку оптимальным является вытягивание вдоль поля, то магнитная жидкость, пользуясь «энергетической дешевизной» своей поверхности, образует пики или складки, которые в основном следуют направлению поля, см. книгу [6]. Деформация создается по типу неустойчивости и иногда имеет жесткий (гистерезисный) характер.

Для мембраны, закрепленной по ободу, образование складок затруднено граничными условиями. Однако и при этом ограничении легко указать выгодную моду деформации – выпучивание мембраны как целого. В этом случае касательная \mathbf{v} к поверхности повернута к полю под углом меньшим $\pi/2$, и магнитостатическая энергия уменьшается в меру проекции \mathbf{v} на H_0 . В то же время, возникающие градиенты деформации имеют минимально возможную величину. При отсутствии силы тяжести (мы полагаем, что поле направлено по вертикали), прогибы мембраны вверх или вниз энергетически эквивалентны. Такое вырождение – здесь уместна аналогия с магнитным переходом Фредерикса в пленке нематического жидкого кристалла [7] – должно приводить к появлению конечного значения порогового поля H_* ; при этом в отсутствие внешних возмущений мембрана выберет направление прогиба случайным образом.

Запишем систему уравнений МДЭ, связав в ней две задачи: магнитостатическую и упругую. Начнем с магнитостатической части. При

отсутствии токов вектор напряженности магнитного поля \mathbf{H} можно представить через градиент скалярной функции ψ . Закон намагничивания ферроэласта предполагаем линейным: $\mathbf{M} = \chi\mathbf{H}$, где χ – магнитная восприимчивость. Используя условие соленоидальности магнитной индукции, имеем

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 - \nabla\psi, \quad \Delta\psi = 0, \quad (1)$$

причем уравнение Лапласа должно выполняться как внутри мембраны, так и снаружи. Действуя стандартным образом, из непрерывности соответствующих компонент векторов поля получаем граничные условия для магнитостатического потенциала в виде

$$(1 + 4\pi\chi) \frac{\partial\psi^{(i)}}{\partial n} - \frac{\partial\psi^{(e)}}{\partial n} = 4\pi\chi\mathbf{H}_0 \cdot \mathbf{n}, \quad \psi^{(i)} = \psi^{(e)}; \quad (2)$$

$\psi^{(e)}$ – магнитный потенциал во внешней области, а $\psi^{(i)}$ – внутри образца, \mathbf{n} – вектор внешней нормали к границе образца.

Запишем вариационную постановку для задачи магнитостатики

$$\int_V \mathbf{B} \cdot \delta\mathbf{H} dV = 0. \quad (3)$$

Подставляя в (3) линейный закон намагничивания и связь между магнитным полем и потенциалом (1), получим

$$\int_V (1 + 4\pi\chi) \nabla\psi \cdot \nabla\delta\psi dV = 4\pi \int_V \chi\mathbf{H}_0 \cdot \nabla\delta\psi dV. \quad (4)$$

Перейдем к рассмотрению упругой задачи, используя теорию конечных деформаций несжимаемой среды. Условие баланса сил внутри образца, закон Гука, и условие несжимаемости выражаются уравнениями

$$\nabla \cdot \mathbf{T} + \frac{1}{2} \chi \nabla (H^2) = 0, \quad \mathbf{T} = -p\mathbf{g} + 2G\mathbf{e}, \quad I_3(\mathbf{g} - \nabla\mathbf{u}) = 1, \quad (5)$$

где \mathbf{T} – тензор напряжений Коши, \mathbf{e} – тензор деформаций Альманси, p – гидростатическое давление, \mathbf{g} – единичный тензор, G – модуль сдвига, $\frac{1}{2}\chi\nabla(H^2)$ – пондеромоторная сила, ∇ – оператор градиента в текущей (деформированной) конфигурации. Связь тензора деформаций \mathbf{e} с вектором перемещений \mathbf{u} и граничные условия для напряжения запишем в виде

$$\mathbf{e} = \frac{1}{2}(\nabla\mathbf{u} + \nabla\mathbf{u}^T - \nabla\mathbf{u} \cdot \nabla\mathbf{u}^T), \quad \mathbf{n} \cdot \mathbf{T}|_{\Gamma} = 2\pi M_n^2 \cdot \mathbf{n}|_{\Gamma}, \quad (6)$$

где \mathbf{n} – вектор внешней нормали к поверхности в текущей конфигурации. Применяя к изучаемой системе принцип виртуальной работы получим уравнение, связывающее между собой вариации поверхностной и объемной деформаций и давления:

$$\int_V [\mathbf{T} \cdot \nabla \delta \mathbf{u} + (I_3(\mathbf{g} - \nabla \mathbf{u}) - 1) \delta p] dV = \int_{\Gamma} \left(2\pi M_n^2 + \frac{1}{2} \chi H^2 \right) \mathbf{n} \delta \mathbf{n} dS - \frac{1}{2} \int_V \chi H^2 \nabla \cdot \delta \mathbf{u} dV. \quad (7)$$

Численное решение задачи магнитоупругости [уравнения (4) и (7)] проводилось посредством итерационного алгоритма. На каждом шаге:

- магнитостатическое вариационное уравнение (4) решается во всей области методом конечных элементов на исходной сетке и находится магнитное поле внутри образца;
- упругое вариационное уравнение (7), линеаризуемое по методу дополнительных нагрузок, решается методом конечных элементов;
- исходная сетка изменяется путём перемещения узловых точек в соответствии с найденными перемещениями

На рис. 1 приведены полученные в расчете кривые, показывающие смещение центра мембраны в зависимости от приложенного поля для материалов с магнитными восприимчивостями $\chi=0.2$ и $\chi=0.3$. Как видно, в обоих случаях прогиб возникает пороговым образом, и при увеличении магнитной восприимчивости ферроэласта критическое значение поля снижается.

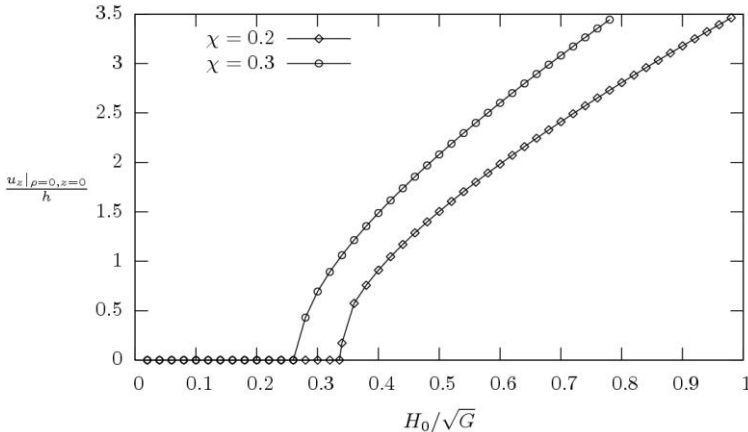


Рис. 1. Смещение центра мембраны при намагничивании

На рис. 2 приведены контуры осевого сечения мембраны в нулевом приложенном поле и в поле, превышающем критическое. Как и предсказывал качественный анализ, наблюдается односторонний прогиб мембраны (здесь – вверх), в результате чего один из элементов симметрии исходная конфигурации (отражение в плоскости xOy) исчезает.

зает: деформация переводит мембрану в конфигурацию с пониженной симметрией.

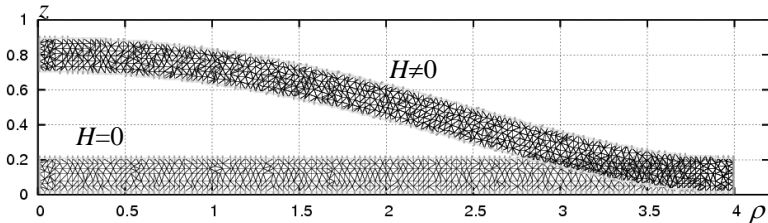


Рис. 2. Форма осевого сечения мембраны в отсутствие поля и в поле $H_0=0.78 \sqrt{G}$; значения параметров: $\chi=0.3, d/h=40$

Проведенный численный расчет показывает, что намагничивание закрепленной по ободу плоской мембраны из изотропного несжимаемого ферроэласта характеризуется появлением порогового эффекта выпучивания. Судя по рис. 1, деформация развивается как мягкая неустойчивость (переход второго рода). Для окончательного доказательства этого утверждения необходимо линейный анализ устойчивости, который, как мы ожидаем, даст корневое ветвление в критических точках рис. 1.

Работа поддержана проектам РФФИ 05-02-16949 и 06-01-00723; О. Столбов выражает благодарность Программе поддержки молодых ученых УрО РАН; Ю. Райхер благодарит CRDF Award PE-009.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Stolbov O.V., Raikher Yu.L. // J. Magn. Magn. Mater. – 2005. – V.289. – P.62.
2. Райхер Ю.Л., Столбов О.В. // Прикл. механ. и техн. физика. – 2005. – №3. – С.153.
3. Stolbov O.V., Raikher Yu.L. // J. Magn. Magn. Mater. – 2006. – V.300. – P.e199.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. – М.: Наука, 1974. Гл.12.
5. Столбов О.В., Райхер Ю.Л., Степанов Г.В. // Труды Международной школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники» (НМММ-20) – выходит из печати.
6. Блум Э.Я., Цеберс А.О., Майоров М.М. Магнитные жидкости. – Рига: Зинатне, 1989.
7. де Жен П. Физика жидких кристаллов. – М.: Мир, 1977.

ЭФФЕКТ МАГНИТОСТРИКЦИИ В МАГНИТНОМ ПОЛИМЕРНОМ КОМПОЗИТЕ

Степанов Г.В.

г. Москва, ФГУП ГНИИХТЭОС, gstepanov@mail.ru

Райхер Ю.Л., Столбов О.В., Русаков В.В., Мелёнев П.В.

(г. Пермь, ИМСС УрО РАН, raikher@icmm.ru)



Степанов Геннадий Владимирович окончил МХТИ им. Д.И. Менделеева в 1983 году. 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, магнитоэластических эластомеров, ферроэластов. Научно-исследовательская работа поощрялась грандами правительства США



Райхер Юрий Львович окончил Пермский государственный университет в 1971 г. и аспирантуру при нем в 1974 году. Работает в Институте механики сплошных сред Уральского отделения РАН с 1971 г. Доктор физико-математических наук, диссертация «Магнитные и ориентационные свойства ансамблей однодоменных частиц в твердых и жидко-кристаллических матрицах» защищена в 1996 г. в форме научного доклада. С 1991 г. заведует Лабораторией кинетики анизотропных жидкостей ИМСС УрО РАН. Член секции «Магнетизм» Научного совета РАН по проблеме «Физика конденсированных сред», член International Steering Committee on Magnetic Fluids. Имеет около 200 научных публикаций, в т.ч. 115 статей. Области научных интересов: физика дисперсных ферромагнетиков и сложных магнитных жидкостей



Столбов Олег Валерьевич окончил в 2001 году Пермский технический университет по специальности «Математическое моделирование систем и процессов» и получил степень магистра прикладной математики и информатики. Затем поступил в аспирантуру в Институт механики сплошных сред УрО РАН. Имеет более 20 научных публикаций, в т.ч. 10 статей. Научные исследования в области магнитоупругих материалов. Участник проектов РФФИ, УрО РАН, Международного научного фонда (Фонд Сороса), INTAS и CRDF



Русаков Виктор Владимирович в 1975 г. окончил Московский инженерно-физический институт. Научную работу начал в Лаборатории органических полупроводников Пермского университета, откуда в 1979 г. перешел в Институт механики сплошных сред Уральского отделения РАН. Кандидат физико-математических наук, диссертация «Ориентационные фазовые переходы в линейных и гребнеобразных полимерах» защищена в 1987 г. В настоящее время – старший научный сотрудник Лаборатории кинетики анизотропных жидкостей ИМСС УрО РАН. Имеет более 80 научных публикаций, в т.ч. 39 статей.



Меленёв Петр Викторович окончил в 2004 году Пермский технический университет по специальности «Математическое моделирование систем и процессов» и получил степень магистра прикладной математики и информатики. Затем поступил в аспирантуру в Институт механики сплошных сред УрО РАН. Имеет более 10 научных публикаций, в т.ч. 5 статей. Научные исследования в области магнитоупругих материалов. Участник проектов РФФИ, УрО РАН.

В работе исследуются свойства магнитоэластичного композита, который представляет собой взвесь микрочастиц ферромагнетика в низкомолекулярной полимерной матрице. Магнитоэласты родственны сложным магнитным жидкостям и магнито реологическим суспензиям, но имеют ряд важных отличий. А именно, в неоднородных полях магнитоэласт обнаруживает гигантский деформационный эффект, существенно изменяет свою упругость и, в некоторых случаях, демонстрирует память формы. В однородном поле имеет место меньший, чем в неоднородном, магнитодеформационный эффект, который можно по традиции назвать магнито стрикцией. Так, в композите из натурального каучука и карбонильного железа магнито стрикция в поле 0,8 мТ составила 0.3% [1]. Это значение, конечно, огромно относительно кристаллических (классических) магнито стрикционных материалов, но невелико в сравнении, например, с магнитоэластом, описанным в работе [2]. Последний представлял собой взвесь микропластинок Sm_2Co_7 ; образец в форме цилиндра был заполимеризован в магнитном поле под углом 45° по отношению к оси цилиндра. В эксперименте [2] магнитное поле направлялось вдоль оси цилиндра, так что частицы, разворачиваясь вдоль поля, заметно деформировали полимерную матрицу; наибольшее достигнутое удлинение образца составило 15%.

В настоящей работе для изучения эффекта магнито стрикции был использован синтезированные нами магнитоэласты, матрицей которых являлась силиконовая резина, а примесь – сферические частицы карбонильного железа размером 3–4 мкм. Как и предсказывает теоретическая модель [3, 4], образец магнитоэласта, помещенный в магнитное поле, способен в зависимости от условий, заданных на его границах, или растягиваться (свободная поверхность), или создавать давление (цилиндр, прилегающий торцами к неподвижным плоскостям). Использованные магнитоэласты (1-изотропный, 2-анизотропный) различались модулем упругости ($E_1 = 42$, $E_2=52$ кПа). Размер частиц наполнителя ($\langle d \rangle = 3\text{-}4$ мкм).

Результаты измерений для материала с модулем Юнга $E = 42$ кПа и $E=52$ кПа объемной концентрацией железа $\phi = 32\%$ и размером частиц 4 мкм для двух указанных выше вариантов граничных условий представлены на рис. 1 и 2 соответственно. Образец имел форму цилиндра длиной $l = 10$ мм при аспектном отношении 1/3. Видно, что свободное удлинение в поле 300 мТл составляло 8%, а давление на торце цилиндра – 4 кПа. Обращает на себя внимание явно выраженный гистерезис процессов, сопровождающих намагничивание магнитоэласта.

Так, после магнитной деформации образец восстанавливает свою первоначальную форму только после значительного уменьшения поля (верхняя кривая петли гистерезиса).

Для объяснения наблюдаемого поведения материала рассмотрим перегруппировку магнитомягких микрочастиц железа в нем. Намагничиваясь, частицы вступают друг с другом в диполь-дипольное взаимодействие и стремятся выстроиться в цепи вдоль поля. Это является, по-видимому, главной причиной удлинения образца. После выключения поля частицы возвращаются на свои стационарные места под действием упругости полимерной матрицы.

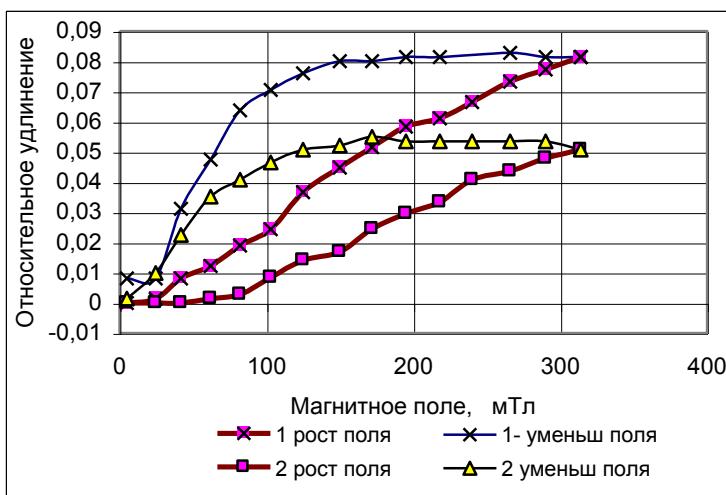


Рис. 1. Удлинение цилиндра при его намагничивании

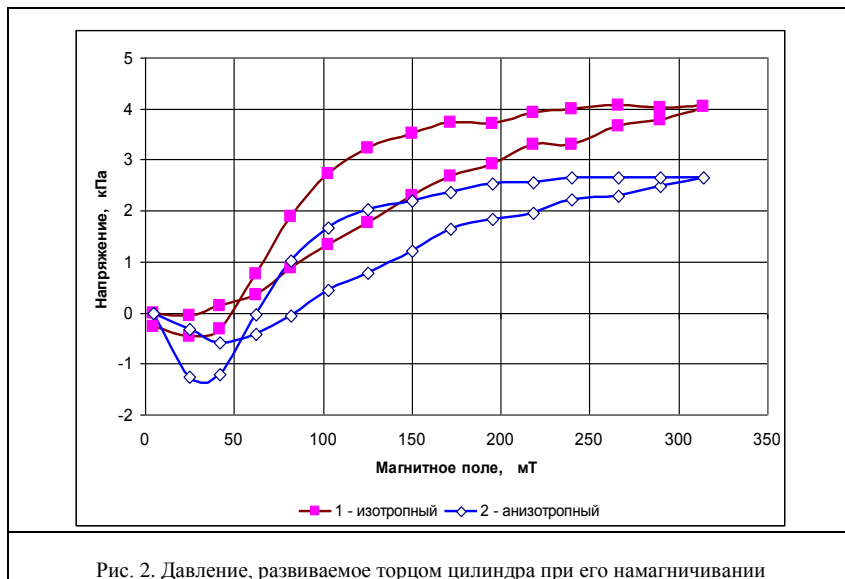


Рис. 2. Давление, развиваемое торцом цилиндра при его намагничивании

Пусть под действием поля частицам удалось существенно сблизиться. Сила притяжения намагниченных частиц пропорциональна обратному кубу расстояния, так что энергия возникшей «магнитной скрепки» велика. Возвращающая же сила растянутой полимерной матрицы пропорциональна первой степени смещения. Тогда обратный переход частиц на «свои» места оказывается возможным только после сильного уменьшения магнитного поля (и моментов магнитомягких частиц). Гигантский магнитострикционный эффект, наличие которого доказывают наши эксперименты, делает магнитоэласты перспективными конструкционными материалами как для макроскопических устройств, так и для микромеханики.

Авторы благодарят за частичную финансовую поддержку гранты РФФИ 06-01-00723 и 05-02-16949, а Ю.Р., О.С. и П.М. – также проект CRDF PE-009.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Ginder J.M. et al. // Int. J. Modern Physics B. – 2002. – Vol.16. – P.2412.
2. L.Lanotte et al. // Phys. Rev. B 63. – 2001. Art.no. 054438.
3. Райхер Ю.Л., Столбов О.В. // Прикл. мех. техн. физ. – 2005. – №3. – С.153.
4. Столбов О.В., Райхер Ю.Л., Степанов Г.В. // Труды Международн. школы-симпозиума НМММ-20. – Москва: МГУ, 2006. – С.1065.

ЭЛЕКТРОКОНВЕКЦИЯ В ПРИЭЛЕКТРОДНОМ СЛОЕ ПЛОСКОГО КОНДЕНСАТОРА, ЗАПОЛНЕННОГО МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТЬЮ

Падалка В.В., Ходус Н.И.

Ставропольский государственный университет,
355009, г. Ставрополь, ул. Пушкина, 1. Факс (8652) 35-40-33;
E-mail: fmf@stavsu.ru

Электрической конвекцией принято называть макроскопическое движение жидкостей и газов под воздействием внешнего электрического поля [1]. В работе [2] при исследовании магнитной жидкости, помещенной в плоский конденсатор и при воздействии на нее внешним электрическим полем, обнаружены у обоих электродов очень яркие узкие полосы, которые свидетельствовали о высокой локальной напряженности поля. В [3] показано, что несмотря на сложные электрогидродинамические течения, протекающие в исследуемом объеме магнитной жидкости, помещенной в электрическое поле вертикального плоского конденсатора, неустойчивость плоской поверхности в межэлектродном пространстве, процессы, протекающие в приэлектродной области, по-видимому, связаны с образованием объемного заряда. В результате исследований было зафиксировано возникновение светлых полос шириной $\sim 0,3$ мм через период времени ~ 5 с. Причем просветление сопровождалось периодическим движением от поверхности электрода концентрационного слоя частиц магнетита. Предположительно наблюдаемый оптический эффект связан с образованием в приэлектродной области объемного заряда.

Целью данной работы являлось исследование зависимости периода колебаний оптической плотности раствора магнитной жидкости (образования яркой узкой полосы) вблизи электрода от концентрации частиц магнетита.

Теоретическая часть

В [4] было показано, что объемный заряд создает собственное электрическое поле $E_i = \frac{\rho_0 l_0}{\epsilon \epsilon_0} (1 - e^{-x/l_0})$ (1), противоположное внешнему электрическому полю. Результирующее поле равно $E = E_e - \frac{\rho_0 l_0}{\epsilon \epsilon_0} (1 - e^{-x/l_0})$, где E_e – напряженность внешнего поля. При $x \gg l_0$

$$E = E_e - \frac{\rho_0 l_0}{\varepsilon \varepsilon_0} . \quad (2)$$

В [5] рассмотрена одномерная модель электроконвекции в результате чего получено уравнение гармонических колебаний

$$\frac{d^2 E}{dt^2} = - \frac{\rho}{\varepsilon \varepsilon_0} \frac{dv}{dt} = - \frac{\rho^2}{\varepsilon \varepsilon_0 \gamma} E = -\omega_0^2 E , \quad (3)$$

где

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{\rho^2}{\varepsilon \varepsilon_0 \gamma}} = \frac{\rho}{\sqrt{\varepsilon \varepsilon_0 \gamma}} \quad (4)$$

– собственная циклическая частота колебаний магнитной жидкости при электроконвекции в приэлектродном слое. Частота колебаний жидкости при учете равенства (4) равна

$$\nu_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{\rho}{2\pi \sqrt{\varepsilon \varepsilon_0 \gamma}} . \quad (5)$$

Согласно экспериментальным данным [4], объемный заряд в приэлектродном слое разбавленной магнитной жидкости равен $\rho \approx 10^{-3}$ Кл/м³. Для собственной частоты колебаний жидкости из (5) получено значение $\nu_0 \approx 1$ Гц.

Экспериментальная установка и методика эксперимента

Исследования проводились с помощью экспериментальной установки, изображенной на рис. 1.

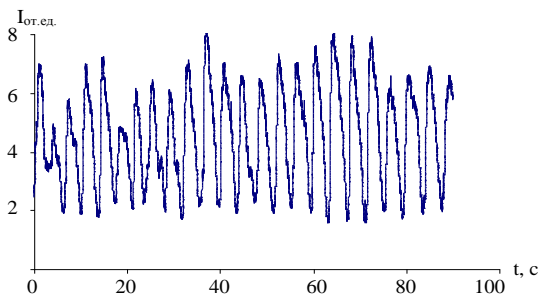


Рис. 1

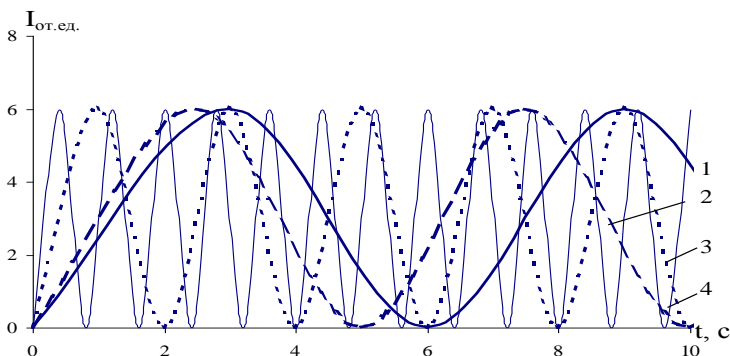
В качестве исследуемых образцов использовалась магнитная жидкость (магнетит в керосине) с объемной концентрацией частиц магнетита порядка $\varphi_1 = 10^{-5}$, $\varphi_2 = 10^{-4}$, $\varphi_3 = 10^{-3}$, $\varphi_4 = 10^{-2}$, $\varphi_5 = 10^{-1}$ об.%. Магнитная жидкость помещалась в экспериментальную кювету (23x25x40 мм), в которую были погружены алюминиевые электроды (17x20 мм), расстояние между которыми $d = 4$ мм. На элек-

троды подавалось напряжение от 0 до 12 кВ с шагом 1 кВ. Луч гелий-неонового лазера ГН-2П ($\lambda = 632,8$ нм), пройдя поляризатор, экспериментальную кювету с магнитной жидкостью (вдоль поверхности одного из электродов), анализатор, фиксировался фотоэлектронным умножителем (ФЭУ), сигнал с которого поступал на осциллограф С1-79. Информация с осциллографа регистрировалась АЦП и обрабатывалась на ЭВМ.

При помещении в экспериментальную кювету магнитной жидкости с объемной концентрацией частиц магнетита порядка 10^{-5} об.% и воздействии на нее внешнего электрического поля, зарегистрировать концентрационные колебания вблизи электрода не удалось. Вероятно, это связано с тем, что ширина области просветления, наблюдаемой визуально, была меньше диаметра лазерного луча. Используя магнитную жидкость концентрацией частиц магнетита порядка 10^{-4} об.%, начиная со значения напряженности внешнего электрического поля $E_n \sim 0,3 \cdot 10^6$ В/м, были зарегистрированы колебания оптической плотности вблизи электрода с периодом ~ 6 с. На рис. 2,а представлена экспериментальная зависимость интенсивности $I_{от.ед.}$ проходящего через кювету света от времени t для магнитной жидкости с концентрацией частиц магнетита 10^{-3} об.%. Аналогичные зависимости были получены для концентраций дисперсной фазы магнитной жидкости 10^{-2} и 10^{-1} об.%. На рис. 2,б представлены обработанные экспериментальные данные с усреднением амплитуды и учетом погрешности измерения 5% для образцов магнитной жидкости различной концентрации: 1 - $\varphi_1 = 10^{-4}$, 2 - $\varphi_2 = 10^{-3}$, 3 - $\varphi_3 = 10^{-2}$, 4 - $\varphi_4 = 10^{-1}$ об.%, полученные при воздействии на них электрического поля напряженностью $E \sim 1,7 \cdot 10^6$ В/м.



а)



б)

Рис. 2

Расстояние между двумя максимумами каждой кривой определяет время существования в приэлектродной области просветления. Из рис. 2,б видно, что с увеличением концентрации магнитной жидкости на порядок, частота колебаний концентрационного слоя в приэлектродной области принимает значения $\nu_1 = 0,16$, $\nu_2 = 0,2$, $\nu_3 = 0,5$, $\nu_4 = 1,25$ Гц, соответственно, а период колебаний обратно пропорционален логарифму концентрации частиц магнита, содержащихся в магнитной жидкости [6]. Наблюдаемый процесс в магнитной жидкости с концентрацией частиц магнетита $\varphi_4 = 10^{-1}$ об.% был зафиксирован видеокамерой. После разбивки видеоролика на кадры (1 с – 25 кадров), была установлена длительность приэлектродной вспышки $\sim 0,6-0,8$ с (рис. 3), что согласуется с вышеизложенными результатами.

Кроме зависимости периода колебаний магнитной жидкости от ее концентрации (рис. 2) вблизи поверхности электрода, было определено пороговое значение напряженности E_n , при котором начинаются эти колебания (рис. 4). Колебания вблизи электрода происходили в результате движения заряженных частиц магнитной жидкости, вследствие чего значение тока, проходящего через кювету, должно меняться с интервалом времени, равным периоду колебания концентрационного слоя. Для измерения тока использовалась магнитная жидкость с концентрацией твердой фазы порядка 10^{-3} об.%. Последовательно с плоским конденсатором было

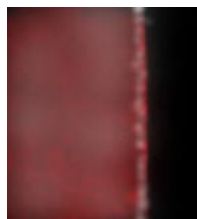


Рис. 3

включено сопротивление $R=100$ кОм, к которому параллельно подключался вольтметр-электрометр универсальный В7-30, предназначенный для измерения малых постоянных и медленно изменяющихся токов от 10^{-15} до 10^{-7} А. Электрометр измерял ток по методу падения напряжения на образцовом резисторе $R_1=2$ МОм, включенном в цепь отрицательной обратной связи электрометрического усилителя.

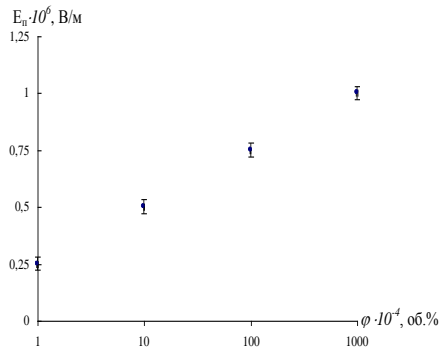


Рис. 4

На рис. 5 показана зависимость зарегистрированного В7-30 тока I от времени t при подаваемом на электроды напряжении ~ 7 кВ для жидких диэлектриков: 1 – керосин; 2 – керосин с каплей олеиновой кислоты; 3 – магнитная жидкость. С момента включения напряжения до момента установления постоянного тока происходит спад тока, который, вероятно, связан с притяжением поверхностью электродов заряженных частиц. Оценив значение заряда q (для кривой 3) как площадь фигуры, ограниченной кривой $I(t)$ от 0 до 160 с, получили значение $q \sim 3 \cdot 10^{-6} \text{ Кл}$, что согласуется с работой [7]. Предположив, что единицей заряда является элементарный заряд, тогда число носителей заряда в межэлектродном пространстве равно $n \sim 10^{13}$. Количество частиц магнетита в данном объеме $\sim 10^{16}$, следовательно, каждая 1/1000 частица магнетита заряженная. Складывая значения токов на сопротивлениях R и R_1 было получено значение устоявшегося тока, проходящего через кювету $I = (0,97 \pm 0,05) \cdot 10^{-7} \text{ А}$.

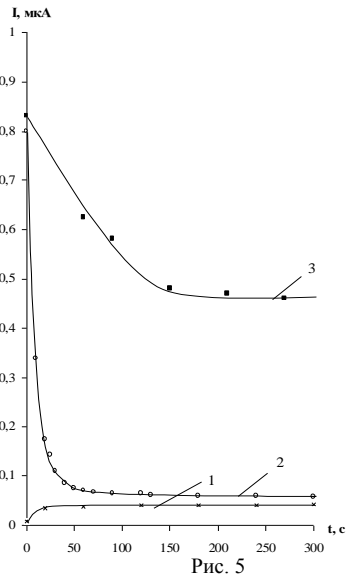


Рис. 5

Погрешность полученного значения рассчитана по формуле $\delta = \pm(A + 0,05I_x)$, где $A = 0,002 \cdot 10^{-7}$ – погрешность дискретности электрометра; I_x – действительное значение измеряемой величины тока. Изменений значения тока, синхронных с колебаниями концентрационного слоя вблизи электрода зафиксировать не удалось, так как отклонение значения тока было в пределах погрешности.

Заключение

В результате исследований был определен период колебаний концентрационного слоя вблизи электрода (по периоду колебаний оптической плотности магнитной жидкости). Концентрационные колебания, вероятно, участвуют в переносе заряда и связаны с образованием объемного заряда. Зависимость частоты концентрационных колебаний от плотности объемного заряда имеет более сложный вид, чем указано в работе [5].

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Болога М.К., Гросу Ф.П., Кожухарь И.А. Электроконвекция и теплообмен. – Кишинев: ШТИИИЦА, 1977. – 200 с.
2. Падалка В.В. Взаимодействие коллоидных магнитных частиц с электрическими и магнитными полями. Автореф. дисс. д-ра физ.-мат. наук. – Ставрополь: СГУ, 2004. – 32 с.
3. 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.
4. Падалка В.В., Закинян Р.Г., Бондаренко Е.А. К вопросу об образовании объемного заряда в приэлектродном слое разбавленной магнитной жидкости // Известия высших учебных заведений. Материалы электронной техники. – Санкт-Петербург, 2003. – №2. – С. 59-61.
5. Падалка В.В., Закинян Р.Г. К элементарной теории электроконвекции в приэлектродном слое магнитной жидкости // Теоретические и прикладные проблемы современной физики. Материалы Региональной научной конференции. – Ставрополь: СГУ, 2002. – С. 376-380.
6. Жаботинский А.М. Концентрационные автоколебания. – М.: Наука, 1974. – 179 с.
7. Чеканов В.В., Бондаренко Е.А., Дискаева Е.Н. Кинетика образования приэлектродного слоя магнитной жидкости в электрическом поле // Вестник СГУ. – 2005. – №43. – С. 85-92.

МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ ГЕРМЕТИЗАТОРОВ В ИНТЕГРИРОВАННОЙ СРЕДЕ «FEMLAB»

Лебедев В.Д., Сайкин М.С.

Ивановский государственный энергетический университет
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34. Факс (0932)385701;
E-mail: office@polytech.ivanovo.ru



Лебедев Владимир Дмитриевич закончил электроэнергетический факультет Ивановского государственного энергетического университета им. В.И.Ленина по специальности «Автоматическое управление электроэнергетическими системами» в 1993 году. После окончания университета был зачислен в аспирантуру. В 1997 году в ИГЭУ защитил кандидатскую диссертацию на тему: «Разработка магнитотранзисторных датчиков тока для систем защиты и измерений». Научный руководитель – д.т.н., профессор Слышалов Владимир Константинович. С 1997 года на преподавательской работе. Является доцентом кафедры теоретических основ электротехники и электротехнологий. Имеет 25 публикаций, в том числе 7 статей.



Сайкин Михаил Сергеевич закончил электромеханический факультет Ивановского энергетического института им. В.И.Ленина по специальности «Электрические машины» в 1979 году. С 1980 по 2000 год работал в Специальном конструкторско-технологическом бюро «Полус», где занимал должности от инженера-конструктора III категории до ведущего конструктора. В 1998 году в МЭИ (ТУ) защитил кандидатскую диссертацию на тему: «Разработка и исследование электромеханических магнитожидкостных герметизаторов специального технологического оборудования». Научный руководитель – Заслуженный деятель науки и техники, д.т.н., профессор Щельякалов Юрий Яковлевич. Имеет 73 публикации, в том числе 21 авторское свидетельство, 5 патентов на полезные модели, 5 свидетельств на интеллектуальный продукт и 12 статей. С 2000 года на преподавательской работе. Является доцентом кафедры теоретических основ электротехники и электротехнологий. В 2006 году в составе творческого коллектива был награжден серебряной медалью VI Московского международного салона инноваций и инвестиций за разработку «Герметизаторы на основе магнитоуправляемых наножидкостей».

Одним из основных этапов проектирования магнитожидкостных герметизаторов (МЖГ) является расчёт магнитного поля. Использование численных методов позволяет получить картину распределения поля в рабочем зазоре, что необходимо для расчёта перепада давлений

МЖГ, и определить значение магнитной индукции на любом участке магнитной цепи с учётом падения магнитного напряжения.

Применение метода конечных элементов [1, 2] позволяет с наибольшей точностью моделировать границы раздела сред с различной магнитной проницаемостью с учётом динамических процессов в магнитной жидкости (МЖ), помещённой в неоднородное магнитное поле МЖГ [3].

В связи с достижениями в области разработки интегрированных математических сред, таких как Elcut, Matlab, Femlab, представляет интерес их использования для расчёта магнитного поля МЖГ. В интегрированной среде Matlab [4] не предусмотрена возможность расчёта плоскомеридианного поля, что значительно снижает корректность расчётной модели магнитного поля МЖГ, особенно для валов малого диаметра.

Этих недостатков лишена среда Femlab, которая позволяет проводить расчёт электромагнитных и тепловых полей, решать задачи гидродинамики и механики [5, 6]. В этой среде предусмотрена возможность расчёта как плоскомеридианного, так и 3-х мерного электромагнитного поля. Кроме этого, среда имеет широкий выбор математических методов расчёта. Имеется возможность как ручной, так и автоматической триангуляции. Для задания автоматической триангуляции расчётной области существует 8 установок, отличающихся различной степенью точности. Программа самостоятельно выполняет разбиение, при этом обеспечивается построение равносторонних треугольников с автоматическим уточнением сетки.

На рис. 1 представлен пример триангуляции расчётной области МЖГ на диаметр вала 120 мм. Расчётная область разбита на 275648 элементов с учётом граничных условий Дирихле-Неймана. Триангуляция выполнена на 5 установке по степени точности.

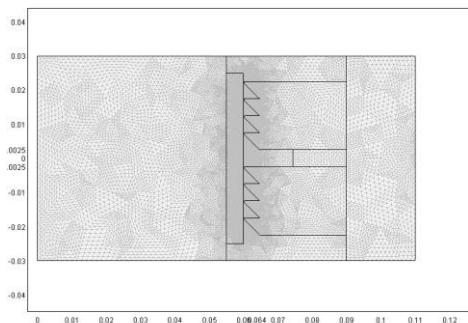


Рис. 1

На рис. 2 показан фрагмент триангуляции единичного зубца с рабочим зазором, который имеет следующие размеры: шаг зубца $b=5$ мм, длина площадки при основании зубца $t=0,5$ мм, рабочий зазор $\delta=0,25$ мм. Материал полюсных приставок и вала сталь марки 20Х13, с индукцией магнитного насыщения $B_s=1,78$ Тл. Представленная область разбита на 68100 элементов. Рабочий зазор содержит 12 слоёв треугольных элементов в радиальном направлении, что позволяет получить картину распределения магнитной индукции по высоте рабочего зазора с достаточной точностью.

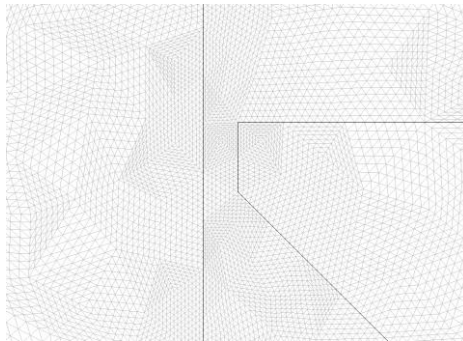


Рис. 2

На рис. 3, 4 представлены расчётные графики распределения магнитной индукции под двумя зубцами МЖГ на расстоянии 0,1 мм (рис. 3) и 0,2 мм (рис. 4) от поверхности вала.

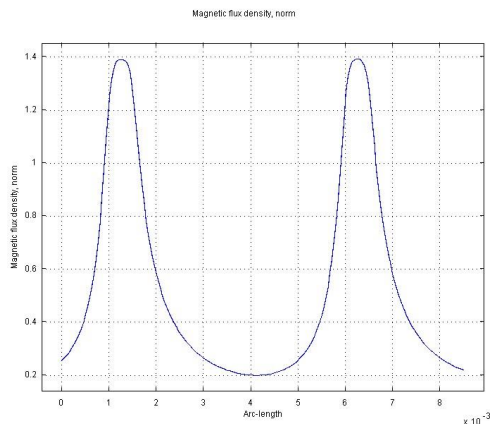


Рис. 3

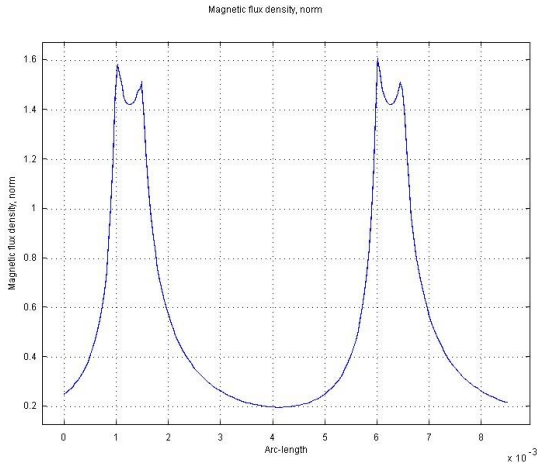


Рис. 4

На графике (рис. 4) видны «всплески» магнитной индукции в области местных градиентов, о чём отмечалось в [7]. Величина магнитной индукции на остриях зубцов достигает 1,6 Тл. Следует отметить, что появление местных градиентов наблюдается не по всей высоте рабочего зазора δ и в большей степени проявляется вблизи зубцов. Поэтому лишь небольшой объём магнитной жидкости находится под действием местных градиентов магнитной индукции. Появление местных градиентов зависит также от высоты рабочего зазора и степени насыщения материала зубцов.

Среда Femlab позволяет получить не только зависимости распределения магнитной индукции по длине сечения на участках магнитопровода, но и цветовую картину распределения магнитной индукции и магнитной энергии в магнитопроводе, а также картину силовых линий основного магнитного потока и потоков рассеяния МЖГ.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Казаков Ю.Б. Конечно-элементная модель магнитного поля жидкостного герметизатора с постоянным магнитом // Современное состояние, проблемы и перспективы энергетики и технологии в энергостроении (IV Бенардосовские чтения): Тез. докл. Всесоюз. науч.-техн. конф. – Иваново, 1989. – С.130.
2. Сайкин М.С. Особенности конечно-элементного моделирования электромагнитных жидкостных герметизаторов / Сборник докладов научного семинара, посвящённого 200-летию открытия электрической дуги В.В. Петровым и 160-летию со дня рождения Н.Н. Бенардоса «Электротехника и прикладная математика». – Иваново, 2003. – С. 42-44.

3. Казаков Ю.Б., Сайкин М.С., Щелькалов Ю.Я. Учёт перераспределения магнитных частиц в магнитной жидкости, находящейся в неоднородном магнитном поле герметизатора / Электротехника. – N12. – 2003. – С.20-24.
4. Лебедев В.Д., Сайкин М.С. Использование интегрированной среды «MATLAB» для моделирования магнитной цепи магнитожидкостных герметизаторов / Вестник научно-промышленного общества. – М.: Изд-во «АЛЕВ-В», 2004. – Вып. 7. – С.19-24.
5. Иваницкий С.В., Дмитриевский В.А. Моделирование динамических и установившихся режимов ЛАД в пакете FEMLAB / Труды Всероссийской научно-технической конференции с международным участием: «Актуальные проблемы энергосберегающих технологий», АПЭЭТ-06. – Екатеринбург, 19-21 апреля 2006. – С.181-184.
6. Шмелёв В.Е. Система конечно-элементных расчётов Femlab 3.x. Документация. <http://matlab.exponenta.ru/femlab/default/php>.
7. Щелькалов Ю.Я., Перминов С.М., Перминов М.С. Совершенствование рабочей зоны магнитожидкостных уплотнений / Сборник научных трудов 11-ой Международной конференции по магнитным жидкостям. – 2004. – С.371-373.

РАЗРАБОТКА КОНСТРУКЦИЙ МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ ГЕРМЕТИЗАТОРОВ С ПОВЫШЕННЫМ РЕСУРСОМ РАБОТЫ

Сайкин М.С.

Ивановский государственный энергетический университет
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34. Факс (0932)385701;
E-mail: office@polytech.ivanovo.ru



Сайкин Михаил Сергеевич закончил электромеханический факультет Ивановского энергетического института им. В.И. Ленина по специальности «Электрические машины» в 1979 году. С 1980 по 2000 год работал в Специальном конструкторско-технологическом бюро «Полус», где занимал должности от инженера-конструктора III категории до ведущего конструктора. В 1998 году в МЭИ (ТУ) защитил кандидатскую диссертацию на тему: «Разработка и исследование электромеханических магнитожидкостных герметизаторов специального технологического оборудования». Научный руководитель – Заслуженный деятель науки и техники, д.т.н., профессор Щелькалов Юрий Яковлевич. Имеет 73 публикации, в том числе 21 авторское свидетельство, 5 патентов на полезные модели, 5 свидетельств на интеллектуальный продукт и 12 статей. С 2000 года на преподавательской работе. Является доцентом кафедры теоретических основ электротехники и электротехнологий ГОУВПО ИГЭУ им. В.И. Ленина. В 2006 году в составе творческого коллектива был награжден серебряной медалью VI Московского международного салона инноваций и инвестиций за разработку «Герметизаторы на основе магнитоуправляемых наножидкостей».

Одним из основных требований, предъявляемых к узлам технологического оборудования, является высокий ресурс работы. Поэтому магнитожидкостные герметизаторы (МЖГ), применяемые в них, должны обеспечивать стабильность своих эксплуатационных характеристик, а именно, рабочего перепада давлений и момента трения, в течение всего срока эксплуатации технологического оборудования. Эти требования могут быть обеспечены стабильностью характеристик элементов магнитной цепи МЖГ.

Магнитная цепь МЖГ, независимо от конструктивного выполнения, состоит из одних и тех же элементов. К ним относятся: источник магнитного поля, в качестве которого используются постоянные магниты, магнитопровод, изготовленный из магнитопроводной стали с высокой индукцией магнитного насыщения и магнитная жидкость (МЖ).

При соблюдении технических условий эксплуатации постоянные магниты обладают высокой стабильностью своих свойств и обес-

печивают гарантированные характеристики в течение длительного времени [1, 2].

Магнитопровод МЖГ изготовлен из конструкционной стали. Её магнитные свойства не изменяются в течение срока службы МЖГ [3].

МЖ находится в неоднородном магнитном поле герметизатора, что вызывает её перераспределение более чем в 3 раза [4]. Время расслоения МЖ зависит от её свойств и параметров магнитного поля. Поэтому условием сохранения работоспособности магнитной жидкости в рабочем зазоре МЖГ является допустимая величина магнитной индукции и её градиента. Снижение «местных» градиентов магнитной индукции, обусловленных острыми углами концентраторов, может быть достигнуто их закруглением или нанесением на них твёрдого немагнитного покрытия [5]. Однако применение этих мер связано с усложнением технологии обработки отдельных узлов МЖГ и часто не выполнимо технически.

Оборудование, в котором применяются МЖГ, эксплуатируется в различных режимах, обусловленных технологическим процессом. Поэтому величина перепада давлений может меняться в широком диапазоне. Если величина рабочего перепада давлений изменяется в течение технологического цикла, то можно регулировать величину магнитной индукции в рабочем зазоре герметизатора и, тем самым, уменьшить расслоение магнитной жидкости. Это приводит к увеличению ресурса работы МЖ, а значит и МЖГ в целом. Поэтому, для технологического оборудования различного назначения необходимо разработать конструкции МЖГ с возможностью регулирования параметров магнитного поля в рабочем зазоре.

Одна из таких конструкций МЖГ, предназначенного для герметизации вращающихся валов представлена на рис. 1 [6]. МЖГ состоит из неподвижного магнитопровода 1, установленного в корпус 2, который изготовлен из немагнитопроводного материала. Подвижный магнитный узел состоит из постоянного магнита 3 и полюсной приставки 4, причём на обращённых друг к другу цилиндрических поверхностях неподвижного магнитопровода 1 и полюсной приставки 4 выполнена резьба. Рабочий зазор « δ », образован между обращёнными друг к другу поверхностями неподвижного магнитопровода 1 и магнитопроводной втулки 5, расположенной на валу 6. Рабочий зазор « δ » заполнен магнитной жидкостью 7, которая удерживается в нём полем постоянного магнита 3. Между неподвижными сопрягаемыми деталями находятся статические уплотнения 8 предназначенные для предотвращения утечек уплотняемой среды между ними.

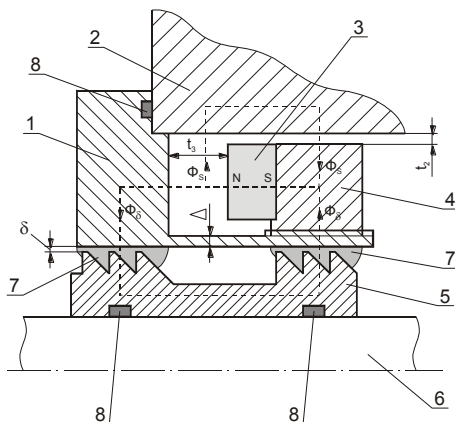


Рис. 1

Толщина « Δ » неподвижного магнитопровода выбирается из условия его насыщения. Она зависит от материала стали и магнита, а также от величины рабочего зазора « δ ». Эти параметры могут изменяться в широких пределах.

МЖГ работает следующим образом. Если перепад давлений между герметизируемым объёмом и внешней средой отсутствует, то значение магнитной индукции в рабочем зазоре минимальное. Магнитное поле необходимо лишь для удержания магнитной жидкости в рабочем зазоре. В этом случае подвижный магнитный узел занимает такое положение, при котором величина зазора « t_3 » максимальна, а значит сопротивление магнитному потоку также максимально. Большая часть магнитного потока рассеивается. Значение потока Φ_δ в рабочем зазоре, а значит магнитная индукция B_δ и её градиент незначительны.

При повышении перепада давлений необходимо увеличить магнитную индукцию B_δ в рабочем зазоре МЖГ. Для этого уменьшают зазор « t_3 », что приводит к снижению потока рассеяния Φ_s , увеличению рабочего потока Φ_δ и магнитной индукции B_δ в рабочем зазоре МЖГ. Уменьшение зазора « t_3 » осуществляется за счёт вращения подвижного магнитного узла по резьбе, выполненной на внутренней цилиндрической поверхности неподвижного магнитопровода.

Применение такой конструкции МЖГ позволяет подобрать величину магнитной индукции необходимую для удержания рабочего перепада давлений, что важно для повторно-кратковременного и кратковременного режимов работы герметизируемого узла.

На рис. 2 представлена конструкция статического МЖГ [7]. МЖГ состоит из магнитного узла, который включает в себя постоянный

магнит 1, неподвижный полюс 2 и составной полюс, который включает в себя неподвижную 3 и подвижную 4 части. Неподвижный полюс 2 и неподвижная часть 3 составного полюса жёстко соединены друг с другом с помощью кольца 5, изготовленного из немагнитопроводного материала. Соединение осуществляется с помощью сварки, после которой производится механическая обработка узла, состоящего из деталей 2, 3, 5. Внутренние цилиндрические размеры кольца 5 выполняются таким образом, чтобы монтаж на корпус герметизируемого объёма 6 не вызывал затруднений. На внутренней цилиндрической поверхности неподвижной части составного полюса 3 выполнена резьба, куда входит его подвижная часть 4. Поворот подвижной части 4 осуществляется с помощью винта 7.

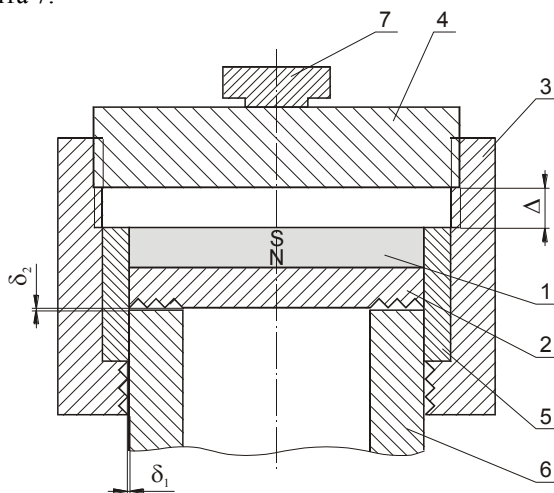


Рис. 2

При установке статического МЖГ на корпус герметизируемого объёма 6, подвижная часть 4 составного полюса занимает такое положение, при котором величина зазора Δ с постоянным магнитом 1 значительна. При этом основная часть магнитного потока, созданного постоянным магнитом 1, рассеивается. Это приводит к значительному снижению силы магнитного притяжения между магнитным узлом МЖГ и герметизируемым объёмом. После установки МЖГ на герметизируемый объём 6 зазор Δ уменьшается до 0. При этом магнитный поток, создаваемый постоянным магнитом замыкается по пути: постоянный магнит 1, неподвижный полюс 2, корпус герметизируемого объёма 6, неподвижная часть 3 и подвижная часть 4 составного полюса, постоянный магнит 1. Рабочие зазоры δ_1 , δ_2 заполнены магнитной

жидкостью, которая удерживается полем постоянного магнита и создаёт барьер для удержания перепада давлений.

При демонтаже предлагаемого устройства подвижная часть 4 составного полюса приводится во вращение и образует зазор Δ . Чем больше величина зазора Δ , тем меньше сила магнитного притяжения магнитного узла МЖГ к корпусу герметизируемого объёма 6. При минимальной величине этой силы производится демонтаж МЖГ.

Величина удерживаемого перепада давлений зависит от характеристик материалов постоянных магнитов и магнитопровода, размеров и формы зубцов, выполненных на неподвижном полюсе 2 и подвижной части 4 составного полюса, величины магнитной индукции в рабочих зазорах и свойств магнитной жидкости.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Постоянные магниты. Справочник / Под. ред. д.т.н., проф. Пятина Ю.М. – М.: Энергия, 1980. – 176 с.
2. Сайкин М.С. Особенности выбора постоянных магнитов для магнитожидкостных герметизаторов технологического оборудования / Вестник научно-промышленного общества. – М.: Изд-во «АЛЕВ-В», 2004. – Вып. 7. – С.15-19.
3. Барон Ю.М. Магнитно-абразивная и магнитная обработка изделий и режущих инструментов. – Л.: Машиностроение, Ленинградское отделение, 1986. – 176 с.
4. Казаков Ю.Б., Сайкин М.С., Щелькалов Ю.Я. Учёт перераспределения магнитных частиц в магнитной жидкости, находящейся в неоднородном магнитном поле герметизатора / Электротехника. – N12. – 2003. – С.20-24.
5. Щелькалов Ю.Я., Перминов С.М., Перминов М.С. Совершенствование рабочей зоны магнитожидкостных уплотнений./Сборник научных трудов 11-ой Международной конференции по магнитным жидкостям, 2004. – С.371-373.
6. Сайкин М.С. Магнитожидкостное уплотнение. Свидетельство на полезную модель, Российская Федерация N 17961, МКИ F16J 15/40, Приоритет от 04.12.2000, опубл. 10.05.2001, Бюл. N 13.
7. Сайкин М.С. Торцовое магнитожидкостное уплотнение. Патент на полезную модель, Российская Федерация N 30175, МКИ F16J 15/40, Приоритет от 20.01.2003, опубл. 20.06.2003, Бюл. N 17

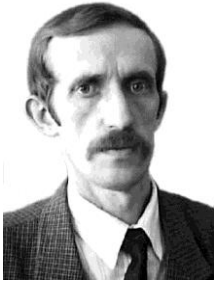
ВЛИЯНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА ПОВЕДЕНИЕ ПУЗЫРЬКОВЫХ МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ СРЕД

Баштовой В.Г., Рекс А.Г., Ковалев М.В.

Белорусский национальный технический университет
БЕЛАРУСЬ, 220013, г. Минск, проспект Независимости, 65,
Факс (375) 17-231 00 52, E-mail: bashv@rambler.ru



Баштовой Виктор Григорьевич окончил Белорусский государственный университет в 1968 г. Защитил диссертации на соискание степени к.ф.-м.н. по теме «Неустойчивости и распространение малых возмущений в ферромагнитной жидкости» в 1973 г., 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, в т.ч. 25 авторских свидетельств.



Рекс Александр Георгиевич окончил Белорусский государственный университет в 1974 г. В 1986 г. защитил диссертацию на соискание степени к.ф.-м.н. по теме «Равновесные формы и устойчивость ограниченных объемов магнитной жидкости со свободной поверхностью». С 1975 г. по 1981 г. работал в Институте тепло- и массообмена АН Беларуси. С 1990 года избран доцентом кафедры «Промышленная теплоэнергетика и теплотехника» Белорусского национального технического университета (БНТУ). Имеет более 130 научных публикаций, в т.ч. 1 монографию, 47 статей в международных журналах, 10 авторских свидетельств на изобретения. В настоящее время является доцентом кафедры ЮНЕСКО БНТУ, заведующим НИЛ «Термомеханика магнитных жидкостей» БНТУ.



Ковалев Максим Владимирович окончил Белорусский национальный технический университет в 2002 г. В настоящее время после окончания аспирантуры БНТУ работает преподавателем на кафедре ЮНЕСКО «Энергосбережение и возобновляемые источники энергии». Специализируется в области гидродинамики газожидкостных систем с магнитной жидкостью. Является соавтором 7 научных публикаций.

В нагревательных устройствах для интенсификации процесса теплообмена часто применяется барботаж газа через рабочую среду. Этот процесс достаточно прост в реализации, требует невысоких до-

полнительных затрат энергии и позволяет значительно повысить коэффициент теплоотдачи между рабочей средой и поверхностью нагреваемого объекта. Кроме теплообмена барботаж широко применяется также в установках химической и иных отраслей промышленности. При всей широте использования такого вида устройств они обладают серьезным общим недостатком – сложностью регулирования параметров процесса. На практике основным способом регулирования барботажа является изменение расхода газовой фазы посредством применения задвижек в трубопроводе или регулирования компрессора. Но такие параметры как величина образующихся пузырей, скорости и траектории их движения в среде практически не поддаются эффективно изменению вышеописанным способом. Для возможности влияния на максимальное количество параметров процесса барботажа предлагается использовать в качестве рабочей среды магнитную жидкость. При ее использовании прецизионное регулирование барботажем может осуществляться посредством магнитных полей. Но на сегодняшний день для создания такого типа устройств необходима глубокая теоретическая проработка вопросов влияния магнитных полей на гидродинамику газожидкостных сред на основе магнитной жидкости.

Настоящая работа посвящена исследованию формообразования газовых пузырей и капель немагнитных сред в магнитной жидкости при воздействии магнитных полей, а также влияния магнитных полей на устойчивость цепочек пузырей и немагнитных капель в вертикальной плоской щели, заполненной магнитной жидкостью.

Физическим механизмом, определяющим поведение немагнитных капель и пузырей в магнитной жидкости во внешнем магнитном поле, являются изменение их формы и действие объемной магнитной силы в неоднородных магнитных полях [1].

На растущий пузырь на твердой поверхности действуют сила тяжести, сила Архимеда и сила поверхностного натяжения. Если скорость истечения газа мала, то гидродинамическим сопротивлением росту пузыря можно пренебречь. Тогда в момент отрыва баланс действующих на пузырь сил определяется выражением

$$[(\rho_{мж} - \rho_г)g + \mu_0 MG]V = 2\pi r R \sigma,$$

где $\rho_{мж}$ и $\rho_г$ – соответственно плотности магнитной жидкости и газа, μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, M и σ – соответственно намагниченность и коэффициент поверхностного натяжения магнитной жидкости на границе раздела с газом, G – градиент напряженности магнитного поля, V – объем пузыря в момент отрыва, R – радиус отвер-

ствия, φ – коэффициент сужения радиуса шейки пузыря перед началом процесса его отрыва.

Приведенное выражение определяет условия отрыва пузырей от твердой поверхности. Видно, что в отличие от обычных немагнитных жидкостей магнитные жидкости позволяют изменять условия отрыва пузырей за счет действия объемной магнитной силы $\mu_0 MG$, а также изменения формы пузыря (коэффициент φ). Если направление градиента поля совпадает с направлением силы тяжести, то объем отрыва уменьшается. При противоположных направлениях градиента поля и силы тяжести объем отрывающегося пузыря увеличивается.

В экспериментах источником однородных магнитных полей вертикального и горизонтального направлений являются катушки Гельмгольца, для создания вертикально неоднородных полей использован электромагнит с полюсными наконечниками. Отрыв пузырей производится от поверхности горизонтальных пластин, в качестве которых использованы пластины из меди, тефлона и органического стекла с целью реализации различных условий смачивания. Магнитные жидкости выбраны на основе воды МВ-22 (намагниченность насыщения $M_S=21,5$ кА/м), керосина ($M_S=30,1$ кА/м) и трансформаторного масла ММТр-33 и ММТр-39 (соответственно $M_S=32,7$ и $38,6$ кА/м).

Неоднородное магнитное поле оказывает значительное влияние на размер отрывающихся пузырей, что хорошо иллюстрируется рис. 1. Обезразмеривание отрывного объема в поле произведено по объему оторвавшегося пузыря в отсутствие поля. Для магнитной жидкости ММТр-39 удалось достигнуть десятикратного уменьшения объема отрыва пузырей от пластины из органического стекла в магнитном поле с градиентом, направленным вдоль силы тяжести.

Установлено, что вертикальное однородное магнитное поле практически не оказывает влияния на размер отрывающихся пузырей. По-видимому, это связано с формированием в магнитном поле пузыря на кромке отверстия и его отрывом от этой же кромки. Магнитное поле стремится вытянуть пузырь вдоль своего направления и препятствует его контакту с поверхностью пластины, поскольку поперечный размер пузыря уменьшается.

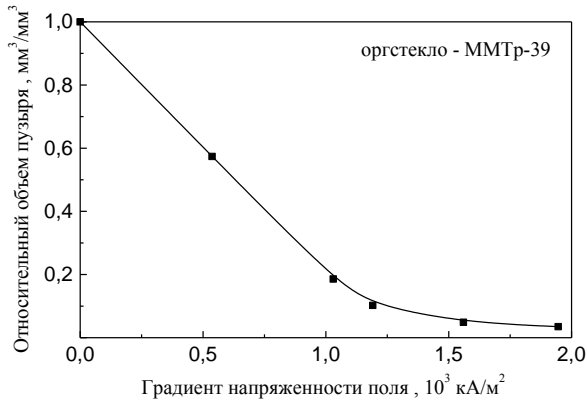


Рис. 1. Влияние неоднородного поля на объем пузыря в момент отрыва от пластины

Исследование отрыва пузырей в горизонтальном однородном магнитном поле показало, что характер влияния поля зависит от поверхностного натяжения магнитной жидкости и условий смачивания. В жидкостях с малым коэффициентом поверхностного натяжения наблюдается уменьшение объема пузыря при увеличении напряженности поля (рис. 2).

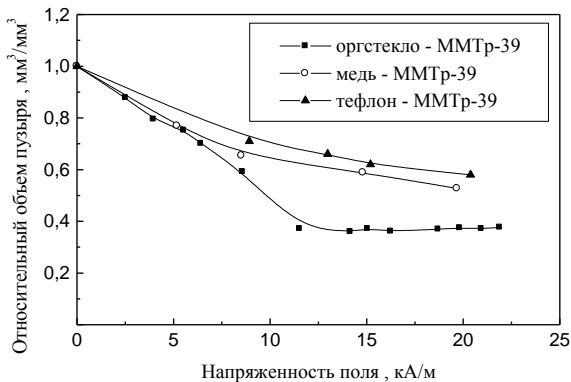


Рис. 2. Влияние горизонтального однородного поля на отрывной объем пузыря от горизонтальной пластины

Интересной задачей для исследования явилась устойчивость цепочки всплывающих капель и пузырей в щели, впервые описанная в [2]. При исследовании поведения такой цепочки в горизонтальном магнитном поле, поперечном к плоскости щели, установлены факты последовательного распада цепочек.

Описываемое явление обусловлено диполь-дипольным взаимодействием пузырей. С увеличением напряженности поля количество цепочек возрастает. Рис. 3 (серия 1) иллюстрирует процесс распада цепочки капель воды, рис. 3 (серия 2) – цепочки пузырей воздуха для различных значений напряженности внешнего магнитного поля.

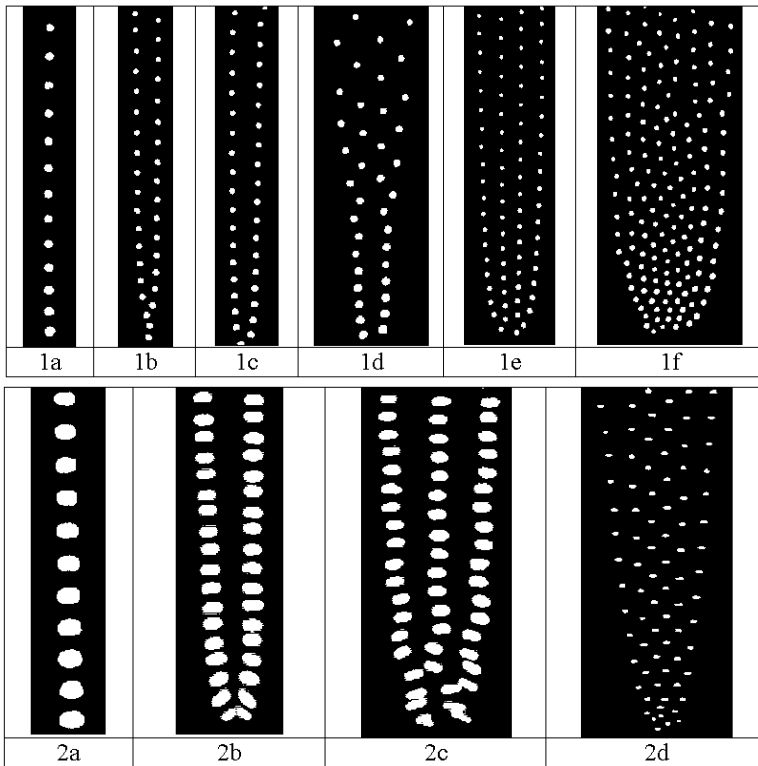


Рис. 3. Процесс деления цепочки капель (1) и пузырей (2) в горизонтальном однородном поле:
 1а – 0 кА/м; 1б – 8,5 кА/м; 1с – 9,8 кА/м; 1д – 11,4 кА/м; 1е – 13,5 кА/м; 1ф – 19,2 кА/м.;
 2а – 0 кА/м, 2б – 13,4 кА/м, 2с – 19,8 кА/м, 2д – 22,1 кА/м



Рис. 4. Форма капель воды в магнитном поле в закритическом поперечном магнитном поле

Кроме того, установлено, что пузыри и капли определенных размеров в рассматриваемых условиях нестабильны при некоторых критических величинах магнитного поля. Они принимают эллиптическую форму [3] и значительно вытягиваются при увеличении поля. В условиях нашего эксперимента при среднем объеме капель 39 мм^3 критическая напряженность внешнего магнитного поля составляет примерно 10 кА/м . Форма цепочки водяных капель после превышения критического уровня поля представлена на рис. 4. В этой ситуации наблюдается значительное возрастание гидравлического сопротивления движению с увеличением напряженности поля, что приводит

к резкому уменьшению скорости капель.

При исследовании скорости движения одиночных пузырей и капель в зазоре между двумя стеклянными пластинами также установлена обратная зависимость между напряженностью горизонтального однородного поля и скоростью всплывания.

Работа выполнена при поддержке Фонда фундаментальных исследований Республики Беларусь.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Magnetic fluids and Applications Handbook, /Editor-in-chief: B.Berkovski, Editor: V.Bashtovoi. – Begell House Inc. Publishers, New York, USA, 1996. – 851 p.
2. Blums E., Cebers A., Maiorov M.M., Magnetic Fluids, Walter de Gruyter. – Berlin, New York, 1997.
3. Tsebers A.O., Maiorov M.M., Magnetohydrodynamics 16 (1980) 21.

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПАЗОВЫХ КЛИНЬЕВ ИЗ МАГНИТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Лазарев А.Г., Лазарев А.А., Гнутов С.К.

Самарский государственный технический университет

Филиал в г. Сызрани

446001, г. Сызрань, Самарская область, ул. Советская, д. 45.

Применение пазовых клиньев из магнитодиэлектрических материалов обеспечивает повышение энергетических и виброакустических характеристик электрических машин. Современная химия дает широкий выбор магнитодиэлектриков, позволяет свободно варьировать массовым содержанием и качеством ферромагнитного наполнителя в связующей основе, обеспечивая заданные физико-механические свойства материалов.

Применяются два способа изготовления магнитных клиньев (МК): введение магнитодиэлектрика в паз в полужидкой фазе, которая затем отвердевает; непосредственно сам клин изготавливается в пресс-формах или протяжкой через фильерой, затем заливается в паз обычным способом. Железный порошок равномерно распределяется по объему связующего в полужидком состоянии, при этом магнитная проводимость материала при отвердевании остается постоянной по всему объему клина. Для получения оптимальной конструкции МК требуется увеличение магнитной проводимости путей магнитного потока взаимоиндукции и уменьшения проводимости путей потока рассеяния.

Предлагается на этапе изготовления МК на его заготовку в полужидкой фазе воздействовать магнитным полем (это может быть непосредственно паз машины, пресс-форма, фильера). Величина и направление постоянного магнитного поля рассчитывается по методике, изложенной в [1, 2]. Под действием силы магнитного тяжения частицы порошка будут перемещаться в жидком связующем до расчетного положения при затвердевании. Для расчета усилий и определения путей перемещения ферритовых частиц при движении в связующем (смола, пластмасса и т.п.) задаются граничные условия для векторного магнитного потенциала по поверхности МК, относительно которых вновь решается краевая задача с учетом физических особенностей макроструктуры ферритов и наполнителей [1]. После перемещения частиц железного порошка в заданное положение наступает фаза полного отвердевания связующего. Меняем условия расчета магнитного поля на полюсном делении электрической машины с учетом перераспре-

делении ферритных частиц [2] и выполняем анализ эффективности преобразований по энергетическим характеристикам машины.

Предложенный метод изготовления МК и методики расчетов можно применить для получения различного рода пластических масс с ферромагнитными слоями, служащими, например, для экранирования от действия магнитных полей, или, наоборот, для создания магнитопроводящих участков.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Лазарев А.Г. Расчет электромагнитных сил в зубцовой зоне электрической машины / Межвуз. сб. трудов: «Автоматизированный анализ физических процессов и проектирования в электромеханике». – Иваново, 1990. – С. 54-59.
2. Казаков Ю.Б., Лазарев А.Г. Расчет магнитного поля в зубцовой зоне электрической машины с магнитными клиньями // Электротехника. – 1986. – №8. – С. 23-25.

ИЗМЕРЕНИЕ РАСХОДА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕД С ПОМОЩЬЮ МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

Грицюк С.Н.

Балаковский институт техники, технологии и управления
413840, г. Балаково, ул. Чапаева, 140. E-mail: kafuit@bittu.org.ru

Грицюк Светлана Николаевна окончила Воронежский политехнический институт в 1983 году. В 2004 году защитила в Саратовском государственном техническом университете диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме «Автоматизация контроля расхода рабочих жидкостей станочных гидроприводов на базе гидроэлектрического преобразователя расхода с магнитожидкостным сенсором». Имеет 15 научных публикаций, в том числе 13 статей. Научные и практические результаты работы выполнены в соответствии с грантом № НШ-2064.2003.8 Минпромнауки России и использованы в плановых госбюджетных научно-исследовательских работах за 1999-2004 гг., выполняемых на кафедре «Управление и информатика в технических системах» Балаковского института техники, технологии и управления (БИТТУ) СГТУ, по направлению «Векторно-энергетический анализ и синтез элементов автоматики и систем управления» под руководством д.т.н., профессора Власова В.В. В настоящее время Грицюк С.Н. является доцентом, кандидатом технических наук кафедры «Управление и информатика в технических системах» Балаковского института техники, технологии и управления.

Измерения, выполняемые в промышленности, науке, связаны с контролем и регулированием таких параметров как расход, плотность, вязкость и т.п. измеряемого вещества. Расход – важнейший рабочий параметр, точность и надежность измерения которого определяют достоверность экспериментальных исследований, качество технологических процессов, оптимальные режимы и эффективность работы объектов в различных отраслях промышленности. Известны классы приборов измерения расхода и количества жидких сред (электромагнитные, меточные, расходомеры постоянного и переменного перепада давления, тахометрические, тепловые, оптические и др.). Основные требования, предъявляемые к современным преобразователям расхода: точность измерения, быстродействие, возможность измерения нестационарных потоков, согласование с микропроцессорными системами [1].

Наибольшее распространение получили расходомеры переменного перепада давления (РППД). Эти приборы выполняются в различных конструктивных вариантах, но единым для них является создание гидросопротивления потоку жидкости. В случаях измерения нестационарных потоков жидкости не представляется возможным использование традиционных стандартных диафрагм РППД. Учитывая достоинства расходомеров переменного перепада давления, перспективна их

модернизация в конструктивной части – диафрагмы, которая являлась бы динамически управляемым чувствительным элементом. Использование в качестве чувствительного элемента магнитной жидкости, имеющей полевое управление, позволяет снять ограничения по диаметру и длине трубопровода, измерять нестационарные потоки, малые расходы, расходы при неполном заполнении трубы.

Разработан гидроэлектрический преобразователь расхода (ГЭПР) – устройство, позволяющее получать данные о величине расхода в виде токового сигнала [2]. Конструктивная схема преобразователя представлена на рис. 1.

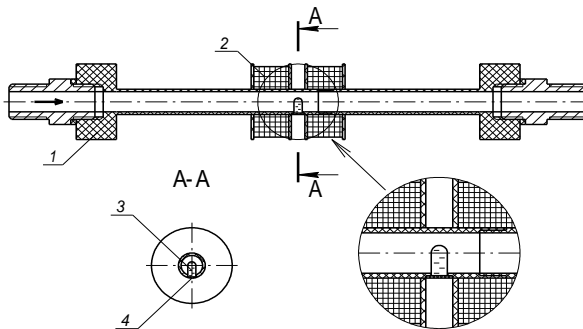


Рис. 1. Гидроэлектрический преобразователь расхода:

1 – корпус; 2 – электромагнитные катушки; 3 – магнитожидкостный сенсор; 4 – крышка

ГЭПР представляет собой разъемный корпус (1) цилиндрической формы, выполненный из оргстекла. В корпусе преобразователя жестко крепится магнитожидкостный сенсор (3) – тонкостенная оболочка из эластичной резины, заполненная магнитной жидкостью. На корпусе ГЭПР закреплены электромагнитные катушки (2). Для соединения преобразователя с трубопроводом экспериментального стенда применяются переходники, выполненные из латуни. Во избежание протечек при соединении с трубопроводом применяются прокладки, выполненные из маслостойкой резины.

Принцип действия ГЭПР основан на использовании закономерностей, определяющих зависимость энергии потока, а значит и его скорости, от физического состояния среды. Принцип измерения расхода заключается в следующем: под действием напора рабочей жидкости под определенным давлением происходит смещение магнитной массы, фиксируемое индуктивным датчиком (магнитное поле катушек влияет на форму сердечника – тонкостенной оболочки, заполненной магнит-

ной жидкостью). По диапазону смещения и деформации магнитожидкостного сенсора можно судить о расходе измеряемой жидкости.

Технические характеристики ГЭПР: диаметр корпуса – 32 мм, длина корпуса – 155 мм, диаметр проточной части – 9 мм, длина проточной части – 125 мм; масса – 55 г; количество сенсоров – 1 шт.; объем сенсора – $0,5 \text{ см}^3$; напряжение питания – +12 В; количество катушек индуктивности – 2 шт.; число витков – 2000; диаметр провода – 0,18 мм.

Магнитная жидкость (МЖ), заключенная в упругую оболочку, используемая в качестве чувствительного элемента конструкции, является динамически управляемым элементом, что обеспечивает достаточно высокое быстродействие ГЭПР. Магнитные жидкости широко применяются во многих областях науки и техники. Апробированы технические устройства, в которых магнитные жидкости используются в качестве рабочего тела. Компонентами МЖ являются магнитная и стабилизирующая фазы, дисперсионная среда [3, 4]. Анализ физико-химических свойств, изменение формы магнитной жидкости под действием неоднородного магнитного поля позволяет использовать МЖ в качестве конструктивных составляющих динамических систем.

Проведены теоретические исследования преобразователя расхода, разработана математическая модель ГЭПР. Точность ГЭПР зависит от свойств измеряемой среды, а также от материала оболочки чувствительного элемента, в качестве которого на основе анализа наиболее применяемых в промышленности каучуков выбрана резина – продукт специальной обработки каучука и серы с добавками. Резина отличается высокими эластическими свойствами, стойкостью к истиранию, газо- и водонепроницаемостью, химической стойкостью, небольшой плотностью, минимальным абразивным износом.

При разработке математической модели ГЭПР решены задачи определения величины воздействия потока жидкости, набегающей на магнитожидкостный сенсор, и определения взаимодействия механических сил и сил, действующих при приложении электромагнитного поля. От распределения сил по поверхности магнитожидкостного сенсора, зависят факторы, влияющие на качество работы устройства: долговечность оболочки сенсора, чувствительность магнитожидкостного сенсора к изменению скорости потока, сопротивление сенсора потоку жидкости при регулировании расхода. Теоретической базой при исследовании явлений, происходящих в ГЭПР, служат уравнения Навье-Стокса и уравнение неразрывности, а также уравнения Максвелла, описывающие характер электромагнитного поля [5].

При расчете деформации упругой оболочки проведена оценка действия сил, влияющих на смещение чувствительного элемента как

со стороны измеряемой среды (внешняя нагрузка), так и внутренней нагрузки (давление магнитной жидкости), которое представляет собой осесимметричное нагружение. Расчет проведен по безмоментной теории с учетом краевого эффекта. Исходные системы уравнений – уравнения равновесия оболочек, геометрические и физические уравнения. Получены зависимости перемещения срединной поверхности оболочки от ее геометрических параметров, от давления измеряемой среды для разных типов магнитной жидкости [6].

При расчете электромагнитного поля ГЭПР рассматривалась пространственная задача – поле токов, протекающих по круговым контурам, лежащим в параллельных плоскостях и имеющим центры на общей оси. Поле получается вращением найденной картины вокруг оси в зависимости от вида сердечника и типа измеряемой среды. При наличии воздействия на магнитожидкостный сенсор потока рабочей среды изменяются параметры магнитного поля за счет деформации чувствительного элемента. Получена математическая модель ГЭПР с магнитожидкостным сенсором, представляющая собой зависимость $I(Q)$.

$$I = \frac{\pi \cdot \rho \cdot \sqrt{(r_0 + \rho)^2 + z^2} \cdot ((r_0 - \rho)^2 + z^2) \cdot (20 \cdot 10^{-5} \cdot \Delta p \cdot a_1^3 \cdot 10^{-9} \cdot + 3 \cdot l \cdot Q \cdot \mu \cdot d^2 \cdot a^2)}{4 \cdot 10^4 \cdot k \cdot l \cdot \mu_a \cdot a_1^3 \cdot \Delta \cdot \sqrt{z^2 T^2 + \rho^2 R^2}}$$

$$T = -K \cdot ((r_0 - \rho)^2 + z^2) + N \cdot (r_0^2 + \rho^2 + z^2);$$

$$R = K \cdot ((r_0 - \rho)^2 + z^2) + N \cdot (r_0^2 - \rho^2 - z^2)$$

$$K = \frac{\pi}{2} \cdot \left(1 + 2 \cdot \frac{4 \cdot \rho \cdot r_0}{8(z^2 + (r_0 + \rho)^2)} + 9 \cdot \frac{(4 \cdot \rho \cdot r_0)^2}{64(z^2 + (r_0 + \rho)^2)^2} + \dots \right)$$

$$N = \frac{\pi}{2} \cdot \left(1 - 2 \cdot \frac{4 \cdot \rho \cdot r_0}{8(z^2 + (r_0 + \rho)^2)} - 3 \cdot \frac{(4 \cdot \rho \cdot r_0)^2}{64(z^2 + (r_0 + \rho)^2)^2} + \dots \right); \quad k = \frac{2 U w L_0}{\delta_0 (r^2 + w^2 L_0^2)}$$

где a_1, d, l – радиус, диаметр, длина проточной части, м; r_0 – радиус витка с током, м; η – динамическая вязкость рабочей среды, кг/(м·с); a – радиус оболочки, м; Δp – перепад давления, Па; μ – магнитная проницаемость среды, Гн/м; $\mu - \mu_a \approx \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$, Гн/м.

Линейность полученной графической зависимости тока на выходе преобразователя от расхода рабочей среды теоретически доказывает возможность использования гидроэлектрического эффекта для разработки гидроэлектрического преобразователя расхода.

Получено выражение для теоретической динамической характеристики ГЭПР при рассмотрении его как системы с распределенными параметрами. Анализируя физику процессов в ГЭПР, как объекте управления с распределенными параметрами, составлена его упрощенная структурная схема, представленная на рис. 2.

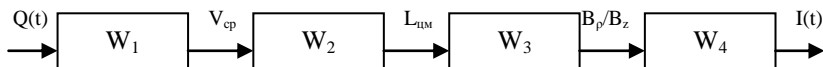


Рис. 2. Структурная схема для расчета ГЭПР в распределенных параметрах

Блок W_1 принимает входной сигнал $Q(t)$, являющийся расходом жидкости. Выходной сигнал этого блока V_{cp} – средняя скорость потока рабочей жидкости. Этот сигнал действует на входе блока W_2 , выходным сигналом которого является смещение центра масс магнитожидкостного сенсора $L_{цм}$. На выходе блока W_3 – составляющие вектора магнитной индукции B_p/B_z магнитного поля, создаваемого катушками индуктивности. Они являются входными сигналами для блока W_4 , на выходе которого – значение тока $I(t)$. Для получения динамической характеристики ГЭПР рассмотрены блоки приведенной схемы в совокупности, где W_1 и W_2 – блоки с распределенными параметрами, W_3 и W_4 – блоки с сосредоточенными параметрами. Полученные значения передаточных функций отдельных блоков позволяют рассчитать передаточную функцию упругооболочечного сенсора преобразователя расхода без учета магнитной жидкости [7].

$$W_{обц}(p) = \frac{1,778 \cdot 10^5}{0,125p + 1}$$

Экспериментальные исследования ГЭПР проведены с целью определения его статических и динамических характеристик. При проведении эксперимента были использованы магнитные жидкости различного способа приготовления и состава, с различными магнитными и механическими свойствами: магнитные жидкости марок Т-40, С2-40М, изготовленные в СКБ «Полус» Ивановского энергетического института, и «эквивалент магнитной жидкости», содержащий смесь намагниченных металлических опилок и глицерина в соотношении 1/3 соответственно. Состав МЖ: основной компонент – магнетит (магнитная фаза), дисперсионная фаза (носитель) – эфир кремниевой кислоты (С2-40М) и керосин (Т-40), стабилизирующая фаза (ПАВ) – олеиновая кислота. Свойства эквивалента МЖ: объемная концентрация массы

жидкостной фазы 10,5%, намагниченность насыщения $39 \cdot 10^3$ А/м; магнитной жидкости марки Т-40 – 16,9%, $46 \cdot 10^4$ А/м.

Анализ результатов экспериментальных исследований показал, что эквивалент магнитной жидкости сохраняет свои магнитные свойства непродолжительное время. Это связано с размагничиванием металлических опилок. При работе магнитной жидкости Т-40 сила тока, фиксируемая амперметром, изменяется в более широких пределах при одинаковом давлении, т.е. эта жидкость сохраняет свойства более длительное время. Следовательно, для увеличения сроков эксплуатации гидроэлектрического преобразователя расхода наиболее рационально использовать специальные магнитные жидкости, изготовленные промышленным способом [8].

Наличие динамических магнитожидкостных чувствительных элементов позволит снять ограничения по диаметру и длине трубопровода, позволит измерять импульсные расходы, что, в свою очередь, делает возможным использование гидроэлектрического преобразователя расхода в электрогидродинамических системах в качестве элемента обратной связи.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Кремлевский П.П. Расходомеры и счетчики количества / П.П. Кремлевский. – Л.: Машиностроение, 1985. – 776 с.
2. Грицюк С.Н. Гидроэлектрический преобразователь расхода с магнитожидкостным сенсором / С.Н. Грицюк, А.В. Власов // Современные проблемы электрофизики и электродинамики жидкостей: Сб. докл. 6-й Междунар. науч. конф. – СПб.: СПбГТУ, 2003. – С.79-81.
3. Блум Э.Я. Магнитные жидкости // Э.Я. Блум, М.М. Майоров, А.О. Цеберс. – Рига: Зинатнэ, 1989. – 386 с.
4. Фертман В.Е. Магнитные жидкости: Справочное пособие / В.Е. Фертман. – Минск: Высшая школа, 1988. – 184 с.
5. Грицюк С.Н. Гидроэлектрический магнитожидкостный преобразователь расхода в регуляторах потока станочных гидроприводов / С.Н. Грицюк, В.В. Власов // Автоматизация и управление в машиностроении: Межвуз. науч. сб. – Саратов: СГТУ, 2003. – С.81-84.
6. Грицюк С.Н. Расчет деформации магнитожидкостного сенсора ГЭПР / С.Н. Грицюк, А.В. Власов // Векторная энергетика в технических, биологических и социальных системах: Сб. докл. 5-й Рос. науч. конф. – Саратов: СООО «АН ВЭ», 2002. – С.98-104.
7. Грицюк С.Н. Расчет теоретической динамической характеристики гидроэлектрического преобразователя расхода с магнитожидкостным сенсором в станочных гидроприводах / С.Н. Грицюк, В.В. Власов // Динамика технологических систем: Сб. трудов 7-й Междунар. науч.-техн. конф. – Саратов: СГТУ, 2004. – С.88-91.
8. Магнитные жидкости в машиностроении / Д.В. Орлов, Ю.О. Михалев, Н.К. Мышкин и др.: Под общ. ред. Д.В. Орлова, В.В. Подгоркова. – М.: Машиностроение, 1993. – 272 с.

К ФОРМИРОВАНИЮ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ЖИДКУЮ ФАЗУ КРИСТАЛЛИЗУЮЩЕГОСЯ СЛИТКА

**Сарапулов Ф.Н., Сарапулов С.Ф., Сидоров О.Ю.,
Сокунов Б.А.**

Уральский государственный технический университет-УПИ
620002, г. Екатеринбург, ул. Мира, 19. Тел./факс (343)3759514;
E-mail: heat@r66.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 электротехнический факультет Уральского государственного технического университета – УПИ в 1999 г. Кандидат технических наук с 2002 г., диссертация «Математическое моделирование индукционных машин технологического назначения на основе их схем замещения» защищена в 2002 г. в УГТУ-УПИ. Имеет более 70 публикаций. В настоящее время работает в Уральском государственном техническом университете – УПИ в должности доцента кафедры электротехники и электротехнологических систем.



Сидоров Олег Юрьевич окончил УПИ в 1985 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 том числе 30 статей. В настоящее время является д.т.н., профессором кафедры химии Нижнетагильского технологического института (филиала) УГТУ-УПИ.



Сокунов Борис Александрович окончил вечерний факультет Уральского политехнического института в 1972 г. Кандидат технических наук с 1982 г., диссертация «Исследование цилиндрических индукторов для электромагнитного воздействия» защищена в 1982 г. в УПИ. Имеет более 100 научных публикаций. Работает в Уральском государственном техническом университете – УПИ доцентом кафедры электротехники и электротехнологических систем.

Электромагнитное воздействие на жидкий металл открывает широкие перспективы совершенствования и принципиального изменения процессов выплавки и передела черных и цветных металлов [1, 2, 3, 6]. Различные формы силового электромагнитного воздей-

ствия позволяют создать новые и интенсифицировать существующие металлургические технологии. Приведем некоторые из них.

1. Использование магнитогидродинамических (МГД) насосов при вакуумировании металла с целью его дегазации.

2. Внепечная обработка чугуна или стали. Перемешивание с помощью магнитного поля ускоряет протекание процессов гомогенизации и очистки расплава.

3. Получение композитных сплавов из несмешивающихся в земных условиях металлов. Например, в двойных системах «цинк-свинец» и «алюминий-свинец» при равновесной кристаллизации происходит быстрое их расслоение с оседанием свинца в нижней части изложницы. Этот процесс можно предотвратить, используя соответствующим образом синтезированное магнитное поле.

4. Электромагнитное перемешивание в процессе непрерывного литья металлов и сплавов. При этом улучшаются качество поверхности и структура слитка, ослабляется осевая пористость, повышается мелкозернистость.

5. Интенсификация процессов растворения легирующих добавок и модификаторов, происходящих в зоне электромагнитного воздействия.

6. Бестигельная плавка, диспергирование расплава с целью получения гранул и порошков (в том числе и аморфных), очистка от неметаллических включений.

Электромагнитная обработка при кристаллизации может быть проведена с помощью вращающегося или бегущего магнитного поля. Достоинства и недостатки того или иного способа создания поля необходимо обсуждать отдельно для каждого конкретного случая.

Расположение индукционного устройства (рис. 1) определяется назначением ЭМП и особенностями конструкции литейной машины. При расположении над мениском ЭМП затрагивает только верхние слои отливки. Эту схему применяют для легких металлов, у которых лунка имеет небольшую глубину. При размещении вокруг кристаллизатора или внутри него область воздействия расширяется, но электромагнитное поле существенно ослабляется стенками кристаллизатора. Расположение индуктора под кристаллизатором и в зоне вторичного охлаждения часто используют для черных сплавов, для которых характерно глубокое жидкометаллическое ядро.

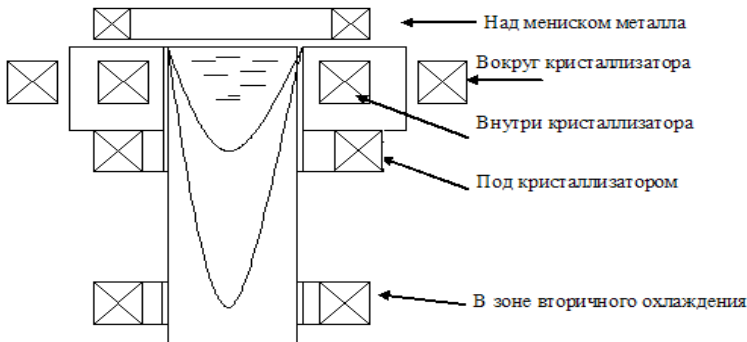


Рис. 1. Расположение индуктора относительно слитка

Большие зазоры между отливкой и индуктором компенсируются снижением частоты тока и повышением мощности перемешивания.

Для получения высококачественных заготовок в черной и цветной металлургии необходимо включить электромагнитное воздействие в основной технологический процесс на всех его этапах. Наибольший эффект может быть достигнут, если основное и вспомогательное оборудование и технологические циклы будут функционировать как единый электротехнический комплекс.

Для расчета характеристик индукционных электромагнитных устройств с жидкометаллическим рабочим телом необходимо решать комплекс нескольких сопряженных задач [1, 6]:

1. Моделирование электромагнитного поля.
2. Анализ схемы питания электротехнического комплекса.
3. Моделирование гидродинамических, тепло- и массообменных процессов в жидкометаллической ванне.
4. Учет процессов кристаллизации и взаимодействий между атомами компонентов расплава.
5. Выбор или расчет необходимых теплофизических свойств конструкционных материалов и жидкого металла в печи.

Все процессы обладают разными постоянными времени. Поэтому полагаем, что электромагнитные процессы являются квазистационарными, гидродинамические и процессы переноса примеси могут быть локально установившимися, тепловые процессы протекают в нестационарном режиме. Такому приближению, например, соответствует кристаллизация металла в электромагнитном поле, процессы в индукционных каналных и тигельных печах.

Кафедрой электротехники и электротехнологических систем Уральского государственного технического университета разработаны методики электромагнитных расчетов на основе метода конечных разностей [3] и метода детализированных схем замещения [5]. Наиболее строгий подход для решения совокупности поставленных задач заключается в использовании уравнений в частных производных, описывающих соответствующие процессы в трехмерной постановке. Эти уравнения показаны ниже.

Электромагнитные уравнения. В результате преобразований уравнений Максвелла можно получить

$$\operatorname{rot}\left(\frac{1}{\mu}\operatorname{rot}\vec{A}\right)=J_1+\sigma\left(-j\omega\vec{A}+\vec{v}\times\operatorname{rot}\vec{A}\right). \quad (1)$$

В декартовой системе координат последнее преобразуется к виду

$$-\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{\mu}\frac{\partial A_q}{\partial x}\right)-\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{1}{\mu}\frac{\partial A_q}{\partial y}\right)-\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{1}{\mu}\frac{\partial A_q}{\partial z}\right)+\left\{\begin{matrix} 0 \\ j\omega\sigma\mu_0 A_q \end{matrix}\right\}=\left\{\begin{matrix} \mu_0 J_q \\ \mu_0 J_{move,q} \end{matrix}\right\}, \quad (2)$$

где $q = x, y, z$; $J_{move,q}$ – ток от ЭДС движения.

Для осесимметричных объектов

$$-\frac{\partial}{\partial r}\left\{\frac{1}{\mu r}\frac{\partial}{\partial r}(rA_\varphi)\right\}-\frac{\partial}{\partial z}\left\{\frac{1}{\mu}\frac{\partial A_\varphi}{\partial z}\right\}+\mu\sigma\left\{u\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rA_\varphi)+w\frac{\partial A_\varphi}{\partial z}\right\}+\left\{\begin{matrix} 0 \\ j\omega\sigma A_\varphi \end{matrix}\right\}=\left\{\begin{matrix} J_\varphi \\ 0 \end{matrix}\right\}, \quad (3)$$

Гидродинамика. Рассчитывается на основе интегрирования уравнений Рейнольдса для составляющих скорости.

В декартовых координатах

$$\frac{\partial u_q}{\partial t}+\sum_{k=x,y,z}u_k\frac{\partial u_q}{\partial k}=\frac{1}{d}\left(f_q-\frac{\partial P}{\partial q}\right)+\sum_{k=x,y,z}\frac{1}{\partial k}\left[v_{eff}\left(\frac{\partial u_k}{\partial q}+\frac{\partial u_q}{\partial k}\right)\right]+\beta g_q\Delta T$$

и уравнение неразрывности
$$\sum_{q=x,y,z}\frac{\partial u_q}{\partial q}=0. \quad (4)$$

Для осесимметричных объектов

$$\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial r}+w\frac{\partial u}{\partial z}=f_r-\frac{1}{d}\frac{\partial P}{\partial r}+v_{eff}\left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial u}{\partial r}+\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}-\frac{u}{r^2}\right)+\beta g_r\Delta T, \quad (5)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t}+u\frac{\partial w}{\partial r}+w\frac{\partial w}{\partial z}=f_z-\frac{1}{d}\frac{\partial P}{\partial z}+v_{eff}\left(\frac{\partial^2 w}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial w}{\partial r}+\frac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right)+\beta g_z\Delta T, \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(ru) + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (7)$$

Температурное поле.

В декартовых координатах

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = a_{eff} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{q}{C_p d} + \frac{L}{C_p} \frac{\partial \psi}{\partial t}. \quad (8)$$

Для осесимметричных объектов

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial r} + w \frac{\partial T}{\partial z} = a_{eff} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{q}{C_p d} + \frac{L}{C_p} \frac{\partial \psi}{\partial t}. \quad (9)$$

Поле концентраций.

В декартовых координатах

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u \frac{\partial c}{\partial x} + v \frac{\partial c}{\partial y} + w \frac{\partial c}{\partial z} = D_{eff} \left(\frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} \right) + \frac{\Delta c \Delta H}{C_p d}. \quad (10)$$

Для осесимметричных объектов

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u \frac{\partial c}{\partial r} + w \frac{\partial c}{\partial z} = D_{eff} \left(\frac{\partial^2 c}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial c}{\partial r} + \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} \right) + \frac{\Delta c \Delta H}{C_p d}. \quad (11)$$

Разработанный на кафедре комплекс компьютерных программ включает в себя программы, основанные на:

- методе детализированных магнитных и электрических схем замещения;
- конечно-разностном моделировании магнитного поля,
- конечно-разностном моделировании гидродинамического и температурного полей в кристаллизующемся жидкометаллическом слитке.

Рассмотрим результаты расчета комплекса параметров, характеризующих кристаллизацию олова в бегущем магнитном поле.

На рис. 2 показана картина кристаллизации через 32 секунды после ее начала (обозначено: 1 – жидкий металл; – – количество твердой фазы в клетке [0,00; 0,25]; + – количество твердой фазы в клетке [0,25; 0,50]; * – количество твердой фазы в клетке [0,50; 0,75]; # – количество твердой фазы в клетке [0,75; 1,00]). Расчет электромагнитного поля производился решением уравнений Максвелла методом конечных разностей. Гидродинамические процессы рассчитывались на основе интегрирования уравнений Рейнольдса методом конечных разностей и исправленного метода Ньютона. Интегрирование уравнений тепло- массопереноса проводилось методом Рунге-Кутта 4-го порядка.

88888888888888888888
 77777777777777777777
 4444444444444755566
 11111111-#*4755566
 111111-###475A566
 1*11111-##4755566
 4411111-##475Z566
 4411111-##4755566
 4411111-##475B566
 4411111+##4755566
 4411111*##475X566
 441111-###4755566
 44111-####475C566
 441*#####4755566
 44#####475Y566
 44#####4755566
 44#####4766666
 44666666666666666666
 44666666666666666666

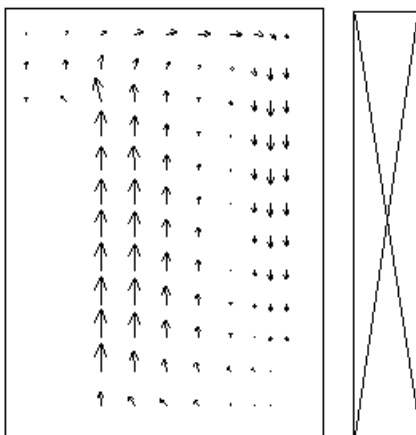


Рис. 2. Картина кристаллизации и распределение скоростей в слитке олова

Зная содержание твердой фазы, можно определить скорости кристаллизации в каждой клетке расплава, т.е. возможно прогнозировать структуру сплава при различных внешних воздействиях. При этом вывод о структуре сплава можно сделать только при решении всех пяти указанных задач.

На том же рисунке стрелками показаны скорости локально установившегося движения жидкого олова через 6 секунд после начала электромагнитного воздействия.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Верте Л.А. Магнитная гидродинамика в металлургии. – М.: Металлургия, 1975. – 288 с.
2. Технология отливки сплавов на основе меди в электромагнитном поле / Б.Е. Балухов, Ф.Н. Сарапулов, Б.А. Сокунов и др. Proceedings of the 3rd ISTC on UEES-97, 1997, Alushta, The Crimea, Ukraine, Technical University Press, Szczecin, 1997. Pp. 445-449.
3. Агрегат для внепечной обработки металлического и шлакового расплавов / С.П. Буркин, Е.А. Коршунов, Ф.Н. Сарапулов, и др. Патент на изобретение N 2172456, Бюл. N 23 от 20.08.2001 г.
4. Магнитогидродинамические машины с бегущим или пульсирующим магнитным полем / Ф.Н. Сарапулов, О.Ю. Сидоров. – Екатеринбург: УГТУ, 1994. – 206 с.
5. Математические модели линейных индукционных машин: Учебное пособие, 2-е изд. / Ф.Н. Сарапулов, С.Ф. Сарапулов, П. Шымчак. – Екатеринбург: УГТУ-УПИ, 2005. – 443 с.
6. Цаплин А.И. Теплофизика внешних воздействий при кристаллизации стальных слитков на машинах непрерывного литья. – Екатеринбург: Наука, 1995. – 239 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ МГД-ПРОЦЕССОВ В ЗАГРУЗКЕ ИНДУКЦИОННОЙ ТИГЕЛЬНОЙ ПЕЧИ

Лузгин В.И., Сарапулов Ф.Н., Фризен В.Э.

Уральский государственный технический университет-УПИ,
620002, г. Екатеринбург, ул. Мира, 19. Факс (343)3759514;

E-mail: heat@r66.ru

Петров А.Ю.

ЗАО Рэлтек

620078, г. Екатеринбург, ул. Студенческая, 51. Факс (343) 374-34-63;

E-mail: reltec@reltec.biz



Лузгин Владислав Игоревич окончил Уральский политехнический институт в 1973 году. В 1981 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме: «Широкодиапазонные преобразователи частоты по параметрам нагрузки». Имеет 320 научных публикаций, в том числе 40 статей, 160 авторских свидетельств на изобретение и патентов РФ, 10 статей в иностранных журналах. В настоящее время является доцентом кафедры ТВН Уральского государственного технического университета – УПИ.



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.



Фризен Василий Эдуардович окончил Уральскую государственную горно-геологическую академию в 1998 году. В 2003 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме: «Исследование электромеханических процессов в индукционной магнитно-гидродинамической установке». Имеет 30 научных публикаций. В настоящее время является доцентом кафедры ЭЭС Уральского государственного технического университета – УПИ.



Петров Александр Юрьевич окончил Уральский политехнический институт в 1983 году. Имеет 60 научных публикаций, в том числе 15 статей, 20 авторских свидетельств на изобретение и патентов РФ, 7 статей в иностранных журналах. В настоящее время генеральным директором ЗАО Российская электротехнологическая компания.

Одним из важных достоинств индукционной плавки, является наличие интенсивного движения металла в ванне, что обуславливает получение однородного состава сплава и равномерного химического состава ванны, а также равномерного распределения температур в ванне вследствие перемешивания, вызванного электродинамическими усилиями. Перемешивание также облегчает протекание реакций между металлом и шлаком. Двухконтурная циркуляция металла, наблюдающаяся обычно в индукционных тигельных печах, обладает рядом недостатков. В частности, недостатком является слабый перенос примесей между контурами циркуляции, а также интенсивное разъедание тигля из-за неравномерного распределения скоростей вдоль внутренней поверхности последнего. Задачу можно сформулировать следующим образом: необходимо выявить способы формирования электродинамических усилий заданной величины и направления с целью воздействия на металл в заданных зонах ванны металла, и, в конечном счете, создания потоков металла в ванне заданных направления и мощности.

Исследования в данном направлении привели к созданию специальных схем питания индуктора. На это в большой степени повлияло бурное развитие преобразовательной техники, позволяющей претворять в жизнь ранее недоступные или слишком дорогие способы питания индуктора.

Можно выделить несколько основных способов питания индуктора, позволяющих получить желаемое управляемое воздействие на движение жидкого металла в ванне печи.

Трехфазное питание индуктора. Наиболее интересным решением было бы использование однофазного и трехфазного режимов работы печи в пределах одного технологического цикла. Однофазный режим питания индуктора может осуществляться от того же трехфазного трансформатора с использованием одной из схем симметрирования однофазной нагрузки. При этом, как правило, удается добиться более высоких показателей по активной мощности, поступающей в загрузку. По мере перехода металла в жидкое состояние необходимо сделать переключение питания индуктора непосредственно на трехфазный трансформатор с одновременным снижением напряжения на нем (рис. 1).

Конструкция индуктора такой печи во многом напоминает конструкцию цилиндрического безнапорного индукционного насоса со всеми его достоинствами и недостатками. Существенное влияние на интенсивность перемешивания оказывает величина полюсного деления. Проведенные исследования показывают, что наибольшей эффективности удается добиться при максимально возможном полюсном де-

лении, что достигается применением схемы питания обмоток AZB в трехкатушечном индукторе или AAZBВ в шестикатушечном [1].

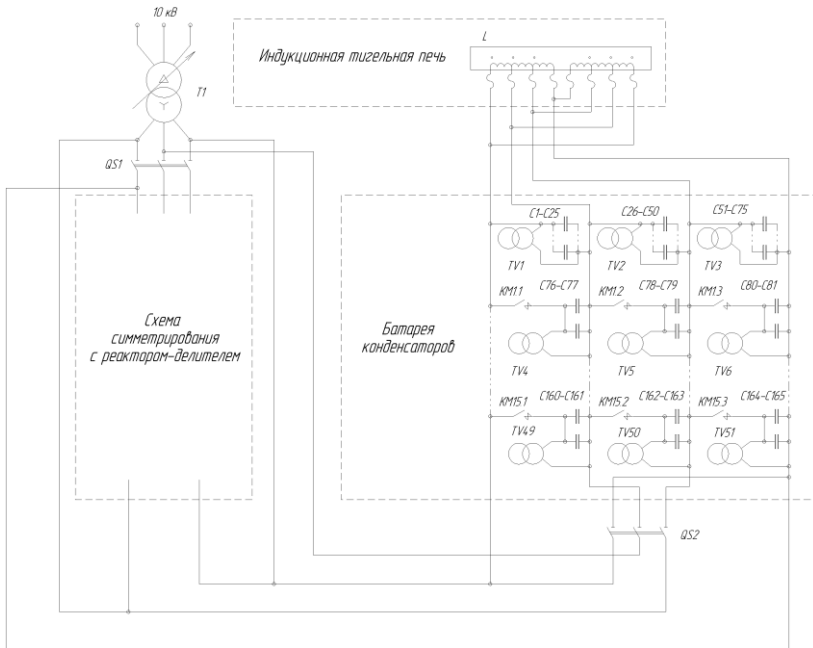
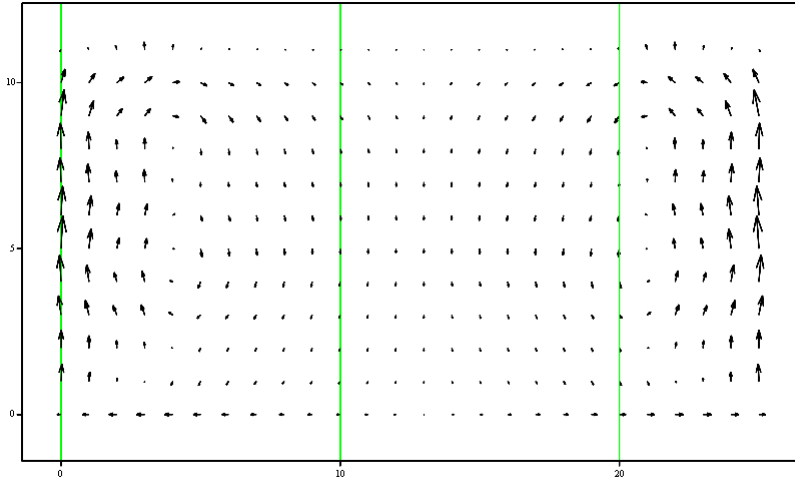


Рис. 1. Схема трехфазного питания тигельной печи

Применение преобразовательной техники расширяет возможности трехфазного питания индуктора. Разработаны инверторы, позволяющие осуществлять двухчастотное питание индуктора []. В этом случае высокочастотная составляющая тока индуктора передает «греющую» мощность в расплав, в то время как низкочастотная составляющая оказывает в основном «силовое» влияние на расплав. Кроме того, при независимом питании секций индуктора, можно сдвинуть по фазе низкочастотные составляющие токов секций, влияя тем самым на величину и направление потоков металла в ванне.



SCGraph

Рис. 2. Векторный график поля скоростей (здесь и далее поперечный разрез тигля) для варианта питания индуктора низкочастотной трехфазной компонентой тока по схеме AAZZBB

Двухфазное питание индуктора. Управление перемешиванием металла также может осуществляться от двух инверторов по предлагаемой схеме (рис. 3).

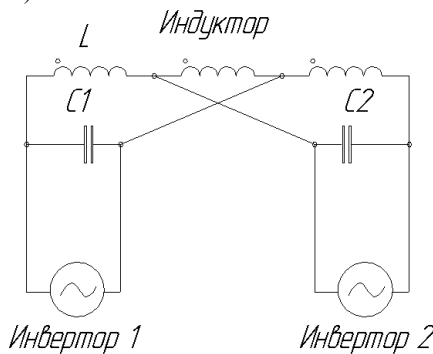
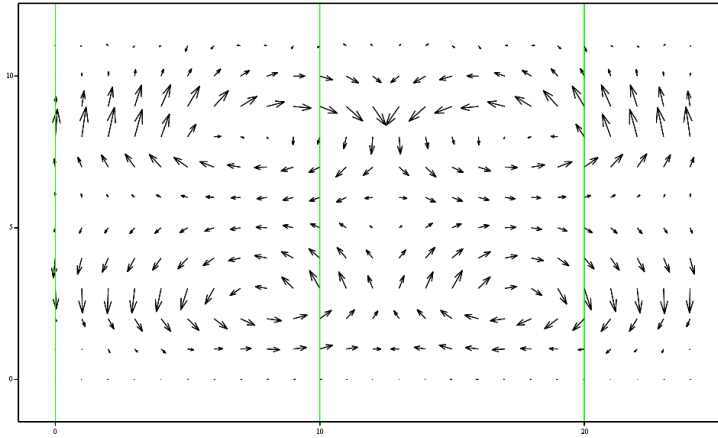


Рис. 3. Схема подключения двух инверторов к трехсекционному индуктору

Конструкция такой печи ближе к классической однофазной, в которой имеются отпайки, разделяющие индукторы на отдельные секции. Проведенные исследования показывают, что изменение сдвига фаз между токами инверторов хотя и позволяет изменять направление движения расплава в ванне, характер циркуляции все же остается двухконтурным.



SCGraph

Рис. 4. Векторный график поля скоростей при сдвиге фаз между токами инверторов 180 градусов

Однофазное питание является наиболее простым и дешевым способом включения инвертора. Управление перемешиванием металла в этом случае может осуществляться с помощью изменения величины емкостей, подключаемых параллельно каждой из секций индуктора по предлагаемой схеме (рис. 5).

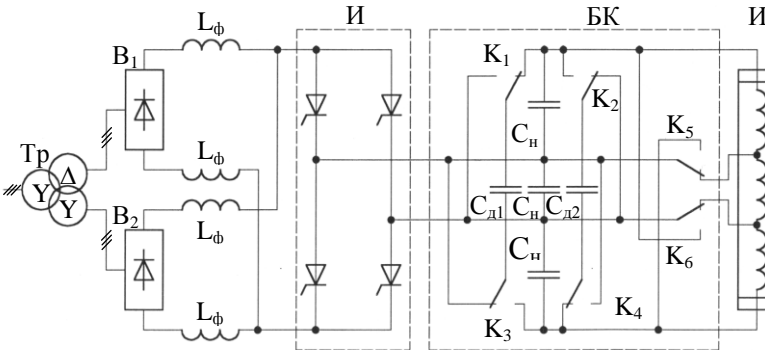
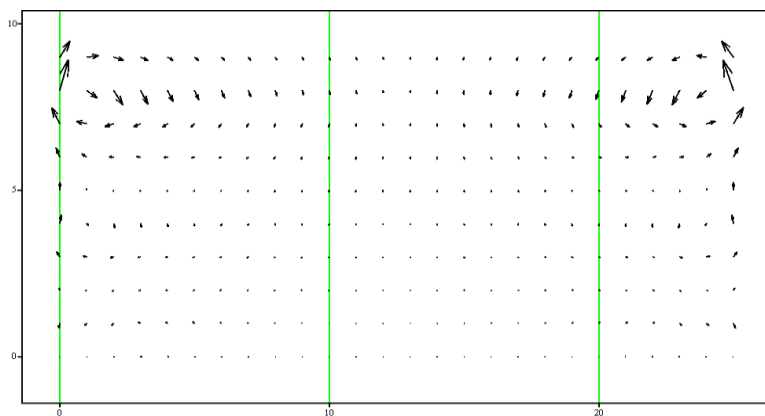


Рис. 5. Схема индуктора с фокусированием мощности

При реализации данного принципа управления движением расплава определенные трудности возникают при коммутации регулируемой части конденсаторной батареи. Положительным же моментом является достижение желаемой одноконтурной циркуляции металла, правда, либо в нижней, либо в верхней частях ванны [].



SGraph

Рис. 6. Векторный график поля скоростей для варианта питания с фокусированием мощности в верхней секции индуктора

Развитие индукционных плавильных комплексов как за рубежом, так и в нашей стране, предполагает не только увеличение удельных мощностей, но и увеличение гибкости управления процессом плавки, выдержки и перемешивания металла. Это сказывается в конечном итоге на скорости проведения металлургических операций и в конечном итоге на удельном расходе электроэнергии, а также легирующих добавок. Поэтому исследования в данной области становятся все более актуальными с развитием металлургического производства и перехода его на качественно новый уровень культуры производства.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Электромагнитное воздействие на жидкие металлы в технологических циклах металлургической обработки цветных металлов и сплавов / А.В. Бычков, С.Ф. Сарапулов, Б.А. Сокунов, В.Э. Фризен и др. // Сборник тезисов докладов научно-технической конференции «Совершенствование энергетики цветной металлургии». – Екатеринбург, 2003. – С.41-43.
2. Исследование индукционных-тигельных печей при питании от источника несинусоидального напряжения / В.И. Лузгин, Д.Н. Томашевский, В.Э. Фризен // Труды 5-ой Международной конференции «Электромеханика, электротехнологии и электроматериаловедение». – Крым, Алушта, 2003. – С. 29-32.
3. Лузгин В.И., Сарапулов Ф.Н., Сарапулов С.Ф., Сокунов Б.А., Томашевский Д.Н., Фризен В.Э., Черных И.В., Шипицын В.В. Плавильные комплексы на основе индукционных тигельных печей и их математическое моделирование. Учебное пособие. – Екатеринбург: ГОУ ВПО УГТУ-УПИ, 2005. – 464 с.

МАГНИТОМЕТРИЯ КАК МЕТОД СРАВНИТЕЛЬНОЙ ДИАГНОСТИКИ ПРОМЫШЛЕННЫХ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Николаев В.И., Шипилин А.М.

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,
физический факультет, 119899, Воробьевы горы, г. Москва,

Захарова И.Н., Калаева С.З., Макаров В.М., Е.Н.Школьников
Ярославский государственный технический университет,
150023, г. Ярославль, Московский проспект, 88

Комплексное исследование магнитных жидкостей (МЖ) – этих уникальных материалов, сочетающих свойства жидкостей и магнетиков, и широко применяемых в технике и медицине [1], проводилось нами и ранее. Использование мессбауэровской спектроскопии в сочетании с магнитными методами позволило получить информацию о целом ряде динамических и структурных характеристик этих материалов [2]. Многостороннее исследование МЖ с использованием нескольких дополняющих друг друга методов целесообразно в случае, когда необходимо изучение небольшого количества образцов МЖ. Для диагностики больших серий образцов технических МЖ актуальным становится использование сравнительно простых измерительных методик в условиях, когда более фундаментальные исследования МЖ могут осуществляться только выборочно. В рамках разработки методов серийной диагностики нами были проведены исследования динамической восприимчивости ряда МЖ с магнетитом в качестве дисперсной фазы, в том числе МЖ, магнитная фаза которых получена на основе железосодержащих промышленных отходов. Заметим, что получение дешёвых МЖ на основе железосодержащих отходов производства является перспективным направлением переработки этих экологически опасных материалов.

Для исследования температурной зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T)$ нами использовался индукционный метод [3]. Сигнал от звукового генератора подавался на последовательно соединённые идентичные однослойные соленоиды, намотанные на одинаковые тонкостенные стеклянные стаканы диаметром 6 мм и длиной 60 мм. Измерительные катушки были намотаны поверх соленоидов на их средние части и включены навстречу друг другу. Разностный сигнал ΔU , появляющийся при заполнении одного из стаканов исследуемым коллоидом, и опорное напряжение U_0 (напряжение на измерительной катушке пустого стакана) измеряли с помощью селективного усилителя. Воспри-

имчивость образца (в относительных единицах) находили по формуле: $\chi = A \cdot (\Delta U/U)$, где A – некоторая константа для используемой установки. Для получения зависимости $\chi(T)$ стаканы помещались в теплоизолированный сосуд и охлаждались жидким азотом. Измерения проводились на частотах от 30 Гц до 1020 Гц в переменном магнитном поле до 7 Э при медленном (не более 3 К/мин) увеличении температуры за счет теплообмена с окружающей средой. Температура измерялась медь-константановой термопарой, погруженной в образец, причем перепад температур в МЖ не превышал 0,5 К. Исследования проводились в температурном интервале 100-330 К, включающем температуру перехода коллоидов из твердого в жидкое состояние.

На рис. 1 приведены результаты исследований $\chi(T)$ на частоте 92 Гц для некоторых МЖ. Характеристики исследованных образцов приведены в таблице.

Таблица

Физико-химические характеристики исследованных ферроколлоидов
(ϕ – концентрация в объемн. %, I_s – намагниченность насыщения)

№ образца	Дисперсионная среда	ϕ , %	Диаметр частиц, нм	I_s , кА/м	ПАВ	T_0 , К
Дисперсная фаза – магнетит, синтезированный из чистых компонентов						
1	Керосин	6,5	9	18,8	Олеиновая кислота	202 ± 5
2	Вода	6,2	7,5	10,6	ВНХ	~ 270
Дисперсная фаза – магнетит, синтезированный из отходов производства						
3	Керосин	5,9	–	16,3	Олеиновая кислота	–

Величина объёмной концентрации магнетита ϕ определялась с учетом данных о плотностях МЖ, твердой фазы и дисперсионной среды [1]. Размер частиц устанавливался с помощью данных электронной микроскопии, намагниченность насыщения I_s измерялась с помощью вибрационного магнитометра (при комнатной температуре). Величина T_0 – температура, полученная по мессбуаэровским данным ([4], рис. 2) и соответствующая переходу от «замороженного» к интенсивному броуновскому движению магнитных частиц в области температур, при которых ферроколлоид переходит в жидкое

состояние. Магнитные жидкости синтезированы: 1 – в лаборатории Ю.П. Грабовского (г. Краснодар), 2 – в лаборатории В.А. Силаева (Редкинский опытный завод), 3 – в лаборатории В.М. Макарова (г. Ярославль, в рамках совершенствования методов утилизации железосодержащих промышленных отходов, так называемых гальваношламов).

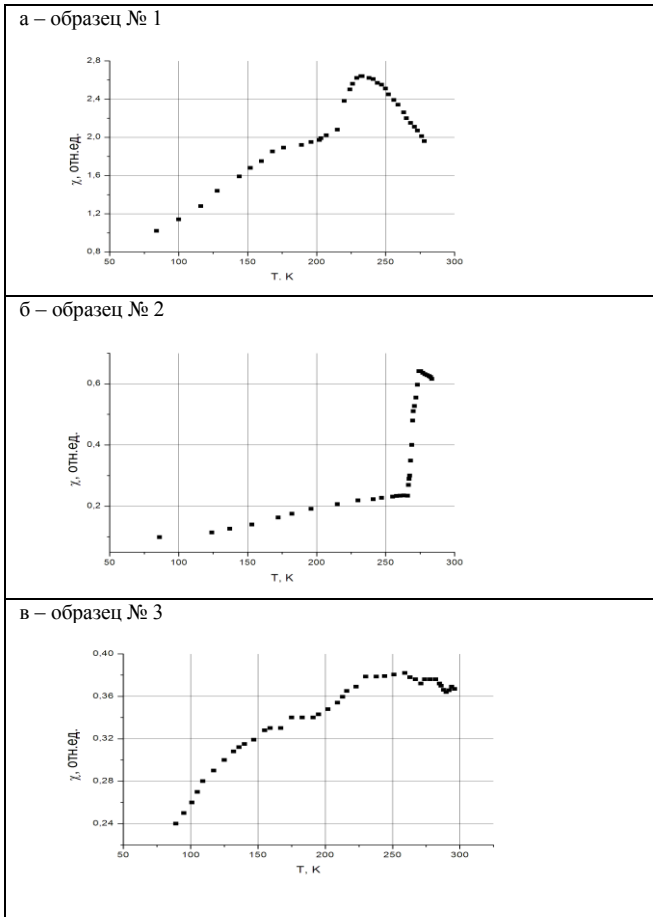


Рис. 1. Температурные зависимости динамической магнитной восприимчивости для МЖ, полученные в магнитном поле 7 Э на частоте 92 Гц. (Номера образцов соответствуют приведенным в таблице)

Согласно существующим представлениям, МЖ содержат частицы, магнитные моменты которых могут выстраиваться вдоль прило-

женного магнитного поля в результате действия двух механизмов, определяющих вид $\chi(T)$, – броуновского и неелевского. Первый обусловлен вращением частиц вместе с магнитным моментом, второй – только вращением магнитного момента по отношению к магнитной наночастице. Как правило, проявляются оба механизма, но эффективен тот, который характеризуется более коротким временем релаксации. Броуновский механизм релаксации магнитного момента является определяющим в тех МЖ, где имеется большое количество крупных магнитных частиц, чьи магнитные моменты «жестко закреплены» по отношению к частице вследствие большой энергии магнитной анизотропии. Ярко выраженная особенность зависимости $\chi(T)$ для МЖ на кристаллизующихся жидкостях-носителях вблизи температуры кристаллизации определяется, по-видимому, именно этим механизмом (рис. 1, б). В хорошо изученных магнитных жидкостях на основе керосина характер зависимости $\chi(T)$ весьма сложен. Он различен для МЖ с различным содержанием магнитной фазы и, кроме того, степенью и типом агрегированности керосиновых магнитных жидкостей. Характерный вид этой зависимости для керосиновой МЖ (из серии, полученной на основе магнетита, синтезированного из «чистых» компонентов) показан на рис. 1, а. По-видимому, в этом случае существенна роль обоих механизмов релаксации. Можно предположить, что начало значительного возрастания восприимчивости при $T \cong T_0$ соответствует «включению» броуновского механизма релаксации. В пользу этого предположения свидетельствует тот факт, что ширина компонент мессбауэровских секстетов для образца № 1 имеет тенденцию к увеличению с ростом температуры (рис. 2). Низкотемпературная особенность может определяться неелевским механизмом; однако, существуют различные мнения о возможных низкотемпературных превращениях в керосиновых МЖ [5]. Температуры, при которых наблюдаются особенности $\chi(T)$ для исследованных керосиновых МЖ, полученных на основе чистых компонентов, зависят от частоты, как и сама величина $\chi(T)$, которая снижается с ростом частоты. Последнее подтверждает значительную роль броуновского механизма релаксации в этих МЖ. Сравнение зависимостей $\chi(T)$ для магнитных жидкостей, изготовленных на основе гальваношламов (рис. 1, в), с аналогичными кривыми для специально приготовленных керосиновых МЖ того же состава показывает менее выраженную особенность в области температуры отвердевания этих материалов, что может быть связано с меньшей ролью броуновского механизма релаксации и, по-видимому, указывает на то, что МЖ на основе промышленных отходов характеризуются отсутствием значительного числа крупных частиц магнетита. Поскольку

именно крупные магнитные частицы являются «зародышами» агрегатов магнитных частиц, можно предполагать высокую устойчивость МЖ № 4 (см. таблицу) по отношению к агрегированию. Это согласуется с наблюдаемой стабильностью характеристик названного коллоида, регистрировавшейся в течение 15 лет.

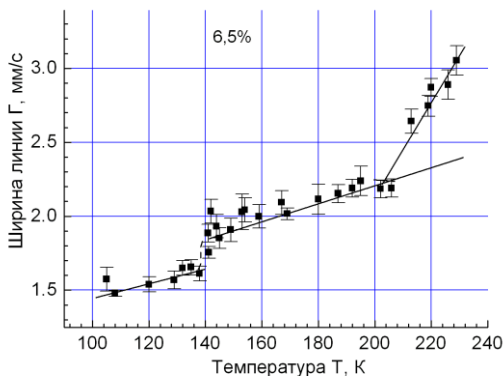


Рис. 2. Температурная зависимость ширины компонент мессбауэровских секстетов

Можно заключить, таким образом, что проведенные нами температурные исследования магнитной восприимчивости магнитных жидкостей действительно являются достаточно информативным этапом многопланового исследования этих материалов.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Фертман В.Е. Магнитные жидкости. – Минск: Высшая школа, 1988.
2. Николаев В.И., Захарова И.Н., Шипилин А.М. – Коллоидный журнал. – 1999, т. 61. – № 5. – С. 624.
3. Майоров М.М. Магнитная гидродинамика. – 1979. – № 2. – С. 21.
4. Захарова И.Н., Шипилин А.М., Бабанин В.Ф. Известия РАН. Сер. физич. – 1994. – Т. 58. – С. 121.
5. Пшеничников А.Ф. Сб. тр. 9-ой Межд. плеской конф. По магнитным жидкостям. – 2000. – С. 96.

**ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
МЕЛКОДИСПЕРСНЫХ ЖЕЛЕЗОСОДЕРЖАЩИХ ПОРОШКОВ –
КОМПОНЕНТОВ МАЗЕВЫХ КОМПОЗИЦИЙ
ДЛЯ МАГНИТОТЕРАПИИ И МАГНИТОХИРУРГИИ
НЕБНЫХ МИНДАЛИН**

**Черкасова О.Г., Шабалкина Е.Ю., Грибанова С.В.,
Харитонов Ю.Я., Джабаров Д.Н.**

Московская медицинская академия им. И.М. Сеченова
Россия, 105043, г. Москва, ул. 5-я Парковая, д. 21, Химический корпус
ММА, к. 516, контактный телефон (095) 165-37-47;
E-mail: elenasch25@mail.ru; факс 915-87-63

Крутогин Д.Г.

Московский институт стали и сплавов (технологический университет)
117936, г. Москва, Ленинский проспект, 4. E-mail: dmikrut@mail.ru

Коченов В.И., Цыбусов С.Н.

Лаборатория медицинской криологии кафедры оперативной хирургии
ГОУ ВПО Нижегородская государственная медицинская академия
Россия, 603104, г. Н. Новгород, ул. Медицинская, д. 1. Тел. (8312) 655904;
E-mail: kriol.nnov@list.ru

Черкасова Ольга Гавриловна в 1973 году окончила химический факультет Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова (МГУ). В 1980 году защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата химических наук, а в 1993 году – диссертацию на соискание ученой степени доктора фармацевтических наук. В 1997 году ей присвоено ученое звание профессора. Имеет более 170 научных публикаций, в том числе авторские свидетельства и патенты. В настоящее время является профессором кафедры аналитической, физической и коллоидной химии Московской медицинской академии им. И. М. Сеченова.

Крутогин Дмитрий Григорьевич окончил факультет полупроводниковых материалов и приборов МИСиС (1965 г.), кандидат технических наук, имеет более 50 научных работ, в том числе 8 патентов и изобретений. В настоящее время профессор, заместитель заведующего кафедрой технологии материалов и электроники МИСиС

Мазевая композиция, используемая для магнитотерапии и магнитохирургии небных миндалин, должна выполнять двоякую роль. Во-первых, обеспечивать силовое взаимодействие лекарственной формы с наружным магнитом. Во-вторых, способствовать отводу тепла из объема миндалины при криовоздействии.

В настоящей работе в качестве магнитной компоненты мазей изучались железосодержащие порошки: порошок металлического железа (порошок 1) и железо-углеродный порошок (порошок 2).

Порошки получали на плазменно-дуговой установке типа «Смерч» (разработка ГНИИХТЭОС, г. Саратов, лаб.33). Исходным сырьем служили крупнодисперсный порошок железа марки Р-10 ГОСТ 13610-79 и порошок активированного угля марки 09-А ГОСТ 4453-74. При получении заданного продукта гомогенизированное сырье пневмотранспортным способом вводилось непосредственно в дуговую зону (5000-6000°С).

Для получения высоких значений удельной поверхности продукта осуществлялась быстрая конденсация паров путем их смешивания с большим объемом холодного аргона.

Использование порошков 1 и 2 в качестве компоненты лекарственной формы предполагает их количественное определение при оценке качества лекарственной формы. Ранее нами было показано, что оптимальное значение магнитного наполнителя в мази составляет 15-25%, поэтому для количественного анализа содержания железа в мази целесообразно использовать титриметрические методы анализа.

Для перевода железа в раствор порошки 1 и 2 обрабатывали соляной кислотой (1:4), концентрированной соляной кислотой и «царской водкой» при различных температурных и временных режимах. Было установлено, что в обоих случаях оставался нерастворяющийся в кислотах остаток черного цвета с заметными магнитными свойствами (остаток реагировал на постоянный магнит). Таким образом, полного извлечения железа из анализируемых порошков в водную фазу в указанных условиях достигнуть не удалось.

Поэтому для дальнейшего исследования состава порошков мы использовали рентгенофлуоресцентный (Кристалл LiF 200. Рентгеновская трубка: БХ-7, Мо. Параметры трубки: напряжение 32,8 кВ, ток 45 мкА. Пороги дискриминатора, мВ: 450-1350,135-2250. Детектор. Напряжение, В: 1654) и рентгенофазовый (проводился на рентгеновском дифрактометре фирмы «Брукер», ФРГ) методы анализа.

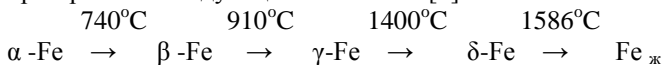
Сравнение рентгенофлуоресцентного спектра порошка 1 и фона подложки позволяет говорить о заметном содержании железа в анализируемом объекте. На уровне шумов в порошке 1 были обнаружены кобальт и марганец.

Рентгенофлуоресцентный спектр порошка 2, снятый в идентичных условиях, также говорит о присутствии железа в анализируемом объекте. На уровне шумов в порошке 2 обнаружен марганец.

На рентгеновском спектре порошка 1 из кристаллических фаз обнаружены линии α -железа. При малых углах отражения обнаружен существенный фон аморфных фаз. Среди них – высокий процент совпадения с углеродными наноструктурами.

На рентгеновском спектре порошка 2 обнаружены линии α -железа, линии железо-углеродных структур и линии Fe_2O_3 .

Стабильное при обычных условиях α -железо при нагревании претерпевает следующие изменения [1]:



Углеродные структуры, включая карбид железа Fe_3C , образуют β -, γ - и δ -Fe. Совокупность полученных данных свидетельствует о весьма сложном составе порошков 1 и 2. По-видимому, неполное их растворение в кислотах связано с присутствием в порошках 1 и 2 бездефектных структур.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Мартыненко Л.И., Спицын В.И. Избранные главы неорганической химии. – Издательство МГУ, 1988. – С.116.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ММЛФ НА ЭТАПЕ КРИОГЕННОЙ ПОДГОТОВКИ ЛОЖА ЛОСКУТА ПРИ МАГНИТОМИРИНГОПЛАСТИКЕ

Коченов В.И., Николаев И.И., Цыбусов С.Н.

Кафедра оперативной хирургии ГОУ ВПО Нижегородская государственная медицинская академия, Лаборатория медицинской криологии ГОУ ВПО НижГМА, Россия, 603104, г. Н. Новгород, Медицинская, 1. Тел. (8312) 655904. E-mail:kriol.nnov@list.ru

Черкасова О.Г., Шабалкина Е.Ю.

ГОУ ВПО Московская медицинская академия им. И.М. Сеченова Россия, 105043, г. Москва, ул. 5-я Парковая, 21, Химический корпус ММА, к. 516, контактный телефон (095) 165- 37-47; E-mail:elenasch25@mail.ru; факс 915-87-63.

Мы с 1992 года применяем и совершенствуем способ магнитомирингопластики (а. с. СССР №1804815, Б.И., 1993, №4), который включает применение ММЛФ для фиксации пластического лоскута у краев перфорации барабанной перепонки. За это время прооперировано 89 пациентов с сухими центральными перфорациями барабанной перепонки. Полученные результаты показали двукратное увеличение первичных приживлений пластического лоскута за счет надежной фиксации лоскута силами магнитного притяжения, повышения интенсивности регенерации в условиях постоянного воздействия магнитным полем в зоне заживления.

В последние годы методика операции была усовершенствована. Введено применение для фиксации пластического лоскута специально сконструированного устройства (Патент РФ № 33857, публ. 20.11.2003. б. №32) – прижимного полого элемента подковообразной формы из полихлорвинила пластифицированного, наполненного порошком мелких магнитов, которые сильным внешним магнитным полем сориентированы перпендикулярно плоскости подковки и зафиксированы высокотемпературным сжатием. В разьеме подковообразного прижимного элемента, который устанавливался в ходе операции на лоскут в проекции краев остатков барабанной перепонки, размещали дополнительный прижимной элемент, который, включаясь в кольцо фиксации, своей удлиненной частью обеспечивал прижатие середины барабанной перепонки к остаткам рукоятки молоточка. Использование этого оригинального прижимающего пластический лоскут магнитного устройства позволило существенно увеличить слухолучшающий эф-

фekt операции, исключить неприживание пластического лоскута к первой слуховой косточке.

Однако самой существенной проблемой в ходе мирингопластики нельзя не признать адекватную подготовку ложа для укладки пластического лоскута, которую принято осуществлять непосредственно перед укладкой лоскута. По своей сути эта манипуляция заключается обычно в механическом снятии микроинструментарием рогового слоя кожи с наружного края перфорации барабанной перепонки. Остаются обрывки соединительно-тканых волокон, возникает кровотечение, его остановке с использованием сосудосуживающих и гемостатических веществ приходится уделять львиную долю времени операции, деэпителизованная поверхность оказывается неровной, только что значительно травмированной, неподготовленной к пересадке пластического лоскута. Попадание малейшего сгустка крови между деэпителизованной поверхностью и лоскутом, как правило, заканчивается нагноением и вся операция не удаётся.

Революционным открытием в решении этой проблемы стало неожиданное, казалось бы, использование кратковременного глубокого замораживания кожи по краю барабанной перепонки в экспериментально найденной дозе, приводящей к образованию серозного пузыря на коже. Для кожи барабанной перепонки оказалось достаточным замораживание путем секундного криоорошения насыщенными парами жидкого азота из криораспылителя с тонкой – 1,5 мм насадкой и просветом в 500-600 мкм.

Образование серозного пузыря с самопроизвольным отслаиванием рогового слоя эпидермиса кожи, которое ранее всегда относили к осложнениям криокосметических процедур, где и применяются в основном криогенные воздействия в незначительной дозе, мы сумели применить во благо. Ведь криогенная реакция с серозным пузырем асептична, криоорошение дополнительно стерилизует раневую поверхность, тем более что освобожденная от эпидермиса ткань вплоть до снятия пузыря находится внутри. Серозный криогенный пузырь никогда не нагнаивается, поэтому в повседневной амбулаторной криологической практике при его образовании в ходе лечения бородавок, пигментных пятен мы не рекомендуем его вскрывать. Уже на следующий день после образования серозный пузырь начинает подвергаться резорбции, жидкость из него всасывается подлежащими тканями, чего никогда не происходит при развитии крионекротических изменений кожи и девитализированная глубокой криодеструкцией ткань высыхает с выделением жидкости на поверхность. Уже на второй день криогенный серозный пузырь обмякает, а отслоенная кожа к 5-7 дню, как

правило, прилипает и приживает к своему ложу. На основании этих первоначально случайных наблюдений за динамикой развития и самоизлечения серозных криогенных пузырей на коже была построена технология подготовки ложа контакта лоскута и остатков перепонки при миринопластике.

Исследования содержимого серозного криогенного пузыря и отпечатков с его ложа после снятия эпидермиса показали повышенное содержание белков, фибробластов. Одним словом на деэпителизированной поверхности под пузырем уже начинается процесс активной регенерации, причем эта поверхность характеризуется повышенными адсорбирующими способностями. Причем ни о каких признаках кровотечения на внутренней поверхности серозного криогенного пузыря кожи говорить не приходится.

Эти наблюдения явились достаточным основанием для того, чтобы применять предварительное целенаправленное создание серозного пузыря на коже поверхности барабанной перепонки вокруг перфорации для подготовки ложа пластического лоскута при миринопластике. Сама операция при этом растягивалась на несколько дней. Первым осуществляли этап замораживания наружной поверхности краев барабанной перепонки, следили на следующий день за качеством образовавшегося серозного пузыря и полнотой охвата им всего периметра перфорации. При необходимости производили дополнительное замораживание. Вторым этапом осуществляли на третий или четвертый день уже в фазе резорбции серозного пузыря деэпителиацию и саму укладку пластического лоскута с магнитной его фиксацией. Абсолютно бескровное, нетравматичное и быстрое удаление заранее отслоенного рогового слоя края барабанной перепонки и предварительная, вызванная криовоздействием в малой дозе, асептическая реакция со стимуляцией регенераторных процессов не только ускорила проведение основного этапа миринопластики, но практически гарантировала адекватное приживание лоскута.

Однако сам момент осуществления предварительного замораживания криоорошением в наружном ухе при наличии отверстия в барабанной перепонке логично оказался причиной возникновения и у экспериментальных животных, и у первых пациентов выраженных вестибулярных и вегетативных реакций, так как оно неизбежно превращалось в calorическую низкотемпературную вестибулярную пробу вследствие охлаждения внутренней стенки барабанной полости, нервных волокон промонториума, ампулы горизонтального полукружного канала внутреннего уха.

Решить эту проблему удалось использованием ММЛФ и подковообразного магнитного фиксирующего элемента. Перед замораживанием в барабанную полость начали вводить ватный шарик с размерами, немного превышающими диаметр перфорации пропитанный ММЛФ. После этого снаружи на барабанной перепонке размещали подковообразный магнитный элемент с размерами, оставляющими внутри подковки свободно открытым подлежащий криогенной обработке край перфорации барабанной перепонки. Возникало магнитное силовое взаимодействие между ММЛФ в ватном тампончике и магнитами подковки. Ватный тампончик герметично прижимался при этом к краям перфорации изнутри. Затем осуществляли безопасное криоорошение кожи подлежащего деэпителизации края перфорации барабанной перепонки.

При таком варианте предварительного криовоздействия в ходе миринопластики пары жидкого азота не попадали в барабанную полость, подковообразный элемент дополнительно защищал здоровую периферическую поверхность перепонки. Так как криоорошение проводилось очень кратковременно сам тампон, пропитанный ММЛФ, насквозь не охлаждался. Никаких вестибулярных и вегетативных реакций организма не отмечалось.

Описанная методика миринопластики с криогенной подготовкой ложа лоскута защищена патентом РФ №2237450, публ. Бюлл. №28 от 10.10.2004.

Технология закрытия перфорации барабанной перепонки изнутри ватным тампоном, пропитанным ММЛФ, с магнитной его фиксацией подковообразным пластиковым магнитом оказалась отличной слухопротезирующей процедурой. Только ее осуществление улучшало слух у пациентов с перфорацией барабанной перепонки на 10-15 дБ. Зафиксированный силой магнитного притяжения герметизирующий тампон пригоден для длительного ношения с целью улучшения слуха в тех ситуациях, когда проведение полного пластического закрытия перфорации из-за наличия хронического гнойного воспаления в барабанной полости и недостаточно хорошей функции слуховой трубы было невозможно.

Представленная методика криомагнитной миринопластики безусловно перспективна, является технически более простой, результативной и надежной операцией.

МАГНИТНЫЕ ЛЕКАРСТВЕННЫЕ СРЕДСТВА В КРИОХИРУРГИИ ОПУХОЛЕЙ

Коченов В.И., Цыбусов С.Н.

Лаборатория медицинской криологии кафедры оперативной хирургии
ГОУ ВПО Нижегородская государственная медицинская академия,
Научный клинический центр медицинской криологии «онКолор»
Россия, 603104, г. Н. Новгород, ул. Медицинская, д. 1, Бекетова 4^а.
Тел.: (8312) 655904, 106-166, 394722. E-mail:kriol.nnov@list.ru

Черкасова О.Г., Шабалкина Е.Ю.

Московская медицинская академия им. И.М. Сеченова
Россия, 105043, г. Москва, ул. 5-я Парковая, д. 21, Химический корпус
ММА, к. 516, контактный телефон (045) 165-37-47;
E-mail: elenasch25@mail.ru; факс 915-87-63

Коченов Владимир Иванович окончил Горьковский медицинский институт в 1979 году, клиническую ординатуру и аспирантуру по отоларингологии. В 1984 году защитил кандидатскую, а в 1993 докторскую диссертации по криохирургии и криолазерной деструкции при раке гортани. Автор 210 печатных работ, более 50 авторских свидетельств и патентов на изобретения. В настоящее время старший научный сотрудник кафедры оперативной хирургии ГОУ ВПО НижГМА, заведующий лабораторией медицинской криологии. Предложил методики применения мягких магнитных лекарственных форм при мирингопластике для фиксации и улучшения приживления пластических лоскутов, в криологии для улучшения теплопроводности между криоаппликаторами и патологической тканью, для улучшения заживления криогенных ран.

Цыбусов Сергей Николаевич с отличием окончил Горьковский медицинский институт в 1979 году. Окончил аспирантуру по хирургии, в 1982 году защитил кандидатскую диссертацию по хирургическому лечению переломов позвоночника. Работал ассистентом, доцентом кафедры оперативной хирургии. В 1994 году защитил докторскую диссертацию «Магнитные композиции для диагностики и лечения патологических состояний организма». Автор 120 печатных работ, 18 изобретений. В настоящее время профессор кафедры оперативной хирургии ГОУ ВПО НижГМА, директор НИИ прикладной и фундаментальной медицины Нижегородской медакадемии.

Криохирургические методы ликвидации любых патологических и в первую очередь опухолевых тканей все больше приходят на смену традиционным хирургическим и высокотемпературным приемам лечения. Это объясняется тем, что криодеструкция признана наиболее физиологичным методом разрушения любой патологической биологической ткани, сравнительно наиболее безболезненна, бескровна, неинвазивна, характеризуется специфическим иммуностимулирующим эффектом, нежным без рубцов заживлением, нечувствительные к криодеструкции виды патологической ткани отсутствуют, одномоментно можно ликвидировать сотни и тысячи патологических очагов к одного человека без каких бы то ни было отрицательных реакций организма.

Обеспечение наиболее полной теплопередачи между рабочей поверхностью криоинструмента и поверхностью патологической ткани при проведении криодеструкции остается наиболее актуальной задачей медицинской криологии. Традиционно применяемые в качестве замораживаемой в ходе криодеструкции прослойки между криоаппликатором и тканью является физиологический раствор. Однако, вода сама по себе мало-теплопроводна, а при понижении температуры криоаппликатора ниже минус 50°C до минус 180°C лед крошится, превращается в снег, становится скорее теплоизолирующим веществом. При этом часто преждевременно прекращается и механический контакт криоаппликатора и опухоли.

Определенные проблемы в криохирургии имеются и при лечении зоны, подвергнутой криодеструкции, в периоде отторжения крионекроза и эпителизации.

Идеальными по своим физическим, теплофизическим и фармакологическим свойствам для использования в криохирургии оказались различные мягкие магнитные лекарственные формы (ММЛФ). Мы применяем в повседневной криохирургической практике лечения различных опухолей наружной локализации лекарственную прослойку между криоаппликатором и поверхностью опухоли (патент РФ №2246280, публ. 20.02.2005., бюлл. №5). После нанесения ММЛФ на подлежащую глубокому локальному замораживанию ткань воздействуем на нее внешним магнитным полем. Это обеспечивает вхождение теплопроводного магнитоуправляемого вещества ММЛФ в глубину всех даже микроскопических неровностей поверхности опухоли, которая чаще ороговекает. Воздействие внешним магнитным полем на ММЛФ не прекращаем и в ходе глубокого замораживания. Устройство для криомагнитной деструкции патологических тканей защищено патентом РФ №33862, публ. Б.№32, 20.11.03., снабжено кольцеобразным магнитом, располагающимся вокруг канюли криоаппликатора. Его использование структурирует замораживаемую ММЛФ, при этом увеличивается ее теплопроводность и отсутствует тенденция к раскрашиванию при достижении температур ниже 100°C, сохраняется хороший тепловой контакт во всем температурном диапазоне криовоздействия. За счет этого ускоряется замораживание опухолевой ткани, что является определяющим для получения гарантированного криогенного разрушения.

Оставляем ММЛФ на поверхности крионекротизирующейся опухолевой ткани, наносим дополнительные ее количества при перевязках в послеоперационном периоде и дополнительно воздействуем несколько раз в день внешним магнитным полем. Лечебное применение ММЛФ в

ходе формирования и отторжения крионекротизированной опухоли ускоряет регенерацию, оказывает противовоспалительный эффект.

Довольно интересный аспект применения ММЛФ для лечения крионекроза опухоли возник в ходе практического использования методики криомагнитной деструкции – частички магнетита активно поглощаются разрушенной тканью, а в оставшуюся жизнеспособной не входят. А появлению визуализируемого эффекта почернения разрушенной ткани благодаря пропитыванию ее частичками железа появилась возможность объективизации границы наступления необратимых разрушений как по ширине патологического очага, так и по глубине опухоли. Это дало возможность внести ценное дополнение в методику криолазерной деструкции опухоли. Через 3-5 дней после развития крионекроза после первого этапа криодеструкции потемневшую омертвевшую ткань стало легче испарять излучением углекислого лазера. А при констатации факта неполной криодеструкции опухоли по ширине и глубине в ходе лазерного испарения появились объективные критерии необходимости проведения дополнительной криодеструкции патологической ткани.

Применение ММЛФ оказалось весьма полезным и при криодеструкции самых злокачественных опухолей – меланом кожи с использованием кольцеобразных криоаппликаторов с тубусом. Эта методика предполагает расположение кольцеобразного криоаппликатора вокруг опухоли, аппликационное замораживание от периферии к опухоли и дополнительное заполнение через отверстие в тубусе внутренней полости инструмента жидким азотом. Однако без применения ММЛФ часто очень сложно было достичь полного герметичного прилегания кольцеобразного аппликатора одновременно со всех сторон по окружности. Предварительное нанесение ММЛФ по линии примыкания кольцеобразного криоаппликатора, удержание ММЛФ внешним магнитным полем равномерно со всех сторон в ходе замораживания дало возможность применить дополнительное криоорошение через тубус у всех пациентов, даже при весьма сложном контуре поверхности окружающих опухоль тканей.

За три года в Научном клиническом центре медицинской криологии с использованием криомагнитной деструкции пролечено более 120 пациентов с базалиомами, кератомами, верукозными невусами, гемагиомами, меланомами, плоскоклеточным раком кожи. Полученные результаты позволяют судить о перспективности этого направления улучшения качества криогенного лечения. Поэтому в планируемый для серийного производства набор инструментария для медицинской криологии, разработанный центром «онКолор», включены кольцеобразные магниты для

канюль криогенного аппарата «Ледок» и к кольцеобразным аппликаторам для криогенного разрушения злокачественных новообразований.

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ КОНВЕКЦИИ ФЕРРОКОЛЛОИДА В ШАРОВОЙ ПОЛОСТИ ВО ВНЕШНЕМ ОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Божко А.А., Братухин Ю.К., Путин Г.Ф.

Пермский государственный университет

614990, г. Пермь, ул. Букирева, 15. Факс (3422)371611;

E-mail: bozhko@psu.ru

Не одно десятилетие в ряде теоретических и экспериментальных работ рассматриваются всевозможные методы контроля течений и теплопереноса, использующие магнитные силы [1-10]. Магнитная конвекция в непроводящих средах в последнее время активно изучается в связи с многочисленными научно-техническими приложениями, например, в космическом материаловедении при выращивании кристаллов из протеиновых растворов и парамагнитных расплавов. Возможность применения термомагнитного механизма конвекции при выращивании кристаллов из парамагнитных расплавов в условиях микрогравитации рассматривалась в проекте [6]. Магнитный контроль при выращивании биокристаллов использовался в опытах НАСА, использовавших для создания условий уменьшенной гравитации летательные аппараты DC-9 [7]. Расчеты [8] показали, что направленные вверх магнитные силы могут ослаблять конвекцию при росте протеиновых кристаллов. Существенное влияние на морфологию таких кристаллов совместного действия гравитационных сил плавучести и магнитных полей экспериментально исследовано в [9]. Наблюдение за термомагнитной конвекцией в МЖ проводилось в первом микрогравитационном эксперименте на звуковых ракетах TEXUS [10]. Следует отметить, что пондеромоторные силы, возбуждаемые в диа- и парамагнитных средах обычными магнитами, намного слабее сил плавучести. В связи с этим для изучения закономерностей термомагнитного механизма конвекции в лабораторном эксперименте идеально подходят магнитные жидкости (МЖ) с магнитной восприимчивостью в тысячу и более раз превосходящей восприимчивость природных сред [4].

В случае внешнего однородного магнитного поля пондеромоторные силы возникают благодаря градиенту магнитной проницаемости, индуцируемому градиентами температуры и концентрации магнитных частиц. В классической форме массоперенос складывается из переноса частиц за счет диффузии и термодиффузии [4]. Однако, как показали эксперименты [11], в лабораторных условиях к нему до-

бавляется гравитационная седиментация магнитных частиц и их агрегатов [12].

Данной работа посвящена теоретическому и экспериментальному изучению влияния внешнего однородного магнитного поля на конвективную неустойчивость и теплоперенос в сферической полости магнитной жидкости для случая, когда градиент температуры вертикален и направлен вдоль вектора напряженности магнитного поля. Исследуются термомагнитный и термодиффузионные механизмы конвекции. Показано влияние возмущений магнитного поля, вызванных температурной неоднородностью намагниченности, на устойчивость и структуру конвективных движений. Обнаружено существенное влияние гравитационной седиментации магнитных частиц и их агрегатов на конвекцию в магнитном коллоиде.

Если в массиве, внутри которого выфрезерована шаровая полость, на бесконечности поддерживается постоянный градиент температуры, то на ее стенках естественным образом возникает равновесное распределение температуры [13]. Такой градиент можно получить, если массив в форме плоскопараллельной пластины зажать между горизонтальными изотермическими пластинами нагревателя и холодильника. Высота массива может быть выбрана тем меньшей, чем меньше линейное распределение температуры в массиве, создаваемое нагревателем и холодильником, искажено шаровым вкраплением. При равенстве теплопроводностей жидкости α_2 и массива α_1 нагреватель и холодильник можно устанавливать вплотную к шаровой полости [14]. В нашем случае отношение теплопроводностей жидкости и массива $\lambda = \alpha_2/\alpha_1=1.3$. В эксперименте использовалась шаровая полость диаметром $16,0 \pm 0,06$ мм, вырезанная внутри блока из плексигласа размером $53 \times 53 \times 20$ мм, состоящего из двух одинаковых пластин. Блок зажимался между горизонтальными изотермическими алюминиевыми пластинами нагревателя и холодильника, по которым пропускалась вода из струйных ультратермостатов.

Опыты проводились с магнитной жидкостью на основе керосина, стабилизированной олеиновой кислотой и имеющей следующие параметры: средний размер частиц 10 нм, плотность $\rho = 1250$ кг/м³, намагниченность насыщения $M_s = 55$ кА/м, начальную магнитную восприимчивость $\chi = 5.7$, динамическую вязкость в отсутствие магнитного поля $\eta = 006$ кг/м·с, число Прандтля $Pr = 100$. Магнитное поле в диапазоне до 120 кА/м создавалось катушками Гельмгольца либо электромагнитом.

Равновесное осесимметричное распределение температуры на стенке шаровой полости при возникновении в ней кругового конвек-

тивного движения становится несимметричным относительно вертикальной оси. Это позволяет замечать возникновение неустойчивости по отклонению температуры стенки полости от равновесной путем сопоставления разности температур любых двух точек массива, расположенных на продолжении вертикального диаметра полости. Для этого между полюсами сферы и теплообменниками помещались прослойки из плексигласа толщиной 1 мм. В расчете на такие измерения, основанные на утрате температурного подобия при возникновении конвекции, регистрировались разности температур на полюсах полости и разности температур на прокладках. Для суждения о структуре конвективных течений измерялись разности температур в экваториальной плоскости сферы.

Конвекция в магнитной жидкости возбуждалась «жестко», с гистерезисом и носила колебательный характер. Автоколебания в магнитной жидкости обусловлены конкуренцией двух противоположно направленных градиентов плотности тепловой и концентрационной природы. Тепловой градиент образуется вследствие термического расширения жидкости, концентрационный – из-за гравитационной седиментации частиц. Вблизи порога конвекции колебания имеют квазигармонический характер. По мере усиления интенсивности течения происходит перемешивание концентрационных неоднородностей, и температурные колебания становятся сначала сильно несинусоидальными, а затем – релаксационными.

Согласно проведенным теоретическим расчетам конвекция в сферической полости, помещенной в однородное магнитное поле, возникает беспороговым образом вследствие развития медленного течения, индуцируемого возмущениями магнитного поля вследствие зависимости намагниченности ферроколлоида от температуры. На рис. 1 показаны изолинии модуля напряжённости и температуры в меридиональной плоскости для случая подогрева сверху и для фиксированных параметров $\lambda=1.3$ и $\mu=5$, которые входят в числа Грасгофа и Рэлея. Таким изолиниям соответствует надкритическое движение в виде двух симметричных относительно экватора торов (рис. 2а). В случае подогрева снизу величина нижнего тора будет меньшей. Для сравнения на рис. 2б представлена первая надкритическая мода в отсутствие магнитного поля. Экспериментальные измерения косвенно подтверждают теоретические предсказания о двухтороидальной структуре первого надкритического движения в присутствии однородного внешнего поля.

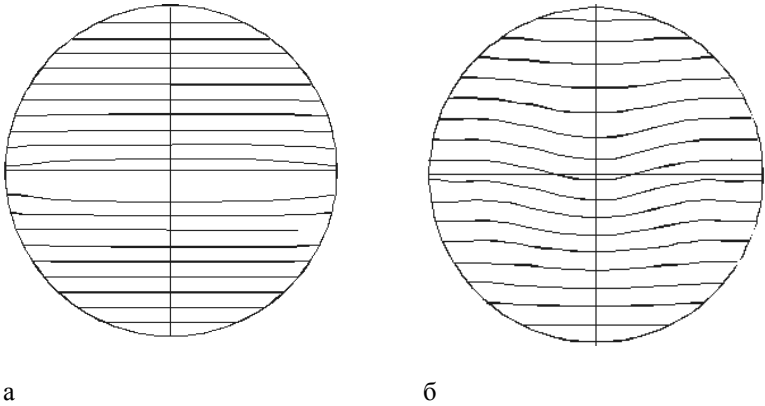


Рис. 1. Изолинии: а – модуля напряжённости; б – температуры в меридиональной плоскости

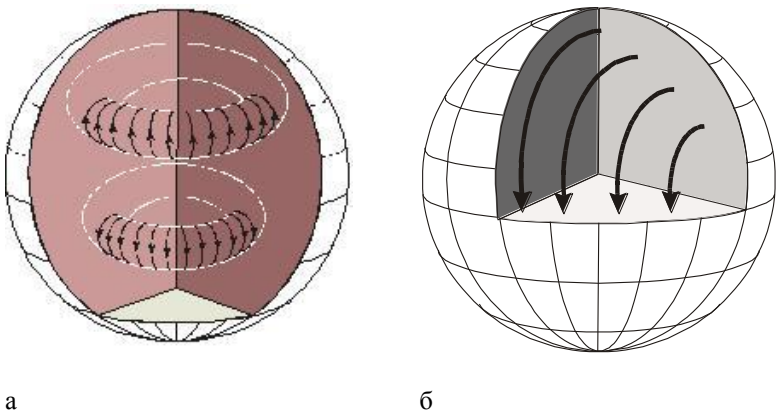


Рис. 2. Схема линий тока первого критического движения: а – в вертикальном магнитном поле; б – в отсутствие магнитного поля

Беспороговое возбуждение конвективного течения отчетливо просматривается при нагреве сверху, то есть в случае, когда реализуются большие перепады температур и, соответственно, магнитные числа Рэлея. На рис. 3 показана зависимость значения температуры через твердую прослойку T_S от перепада температуры через слой ферроколлоида T . Из графика видно, что с ростом напряженности магнитного поля кризис слабого первичного течения наступает раньше. Подобное дестабилизирующее влияние поперечного магнитного поля со-

гласуется с теорией [3] и экспериментами [11] для случая горизонтального слоя магнитной жидкости.

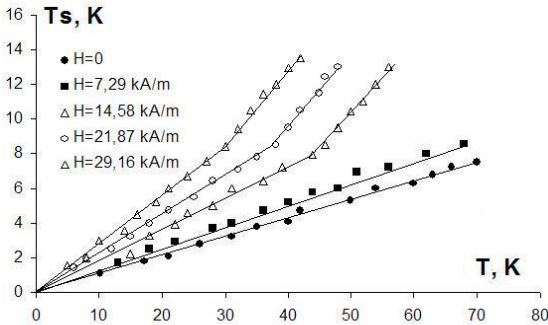


Рис. 3. Зависимость поперечного теплопереноса в подогреваемой сверху сферической полости МЖ в зависимости от приложенного перепада температур при фиксированных значениях однородного вертикального магнитного поля

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Агейкин Д.И. Определение теплоотдачи посредством термомагнитной конвекции // ДАН, т. 74, № 2, 1950. – С. 229-232.
2. Carruthers J.R., Wolfe R. Magnetothermal convection in insulating paramagnetic fluids // J. Applied Physics, Vol. 39, 1968. - p. 5718-5722.
3. Finlayson B. A. Convective instability of ferromagnetic fluids // J. Fluid Mech., Vol. 40, № 4, 1970. – P. 753-767.
4. Блум Э., Майоров М.М., Цеберс А. Магнитные жидкости. – Зинатне, Рига, 1989.
5. Braithwaite D., Beaugnon E., Tournier R. Magnetically controlled convection in a paramagnetic fluid // Nature, Vol. 354, 1991. – P. 134-137.
6. Edwards B.F., Gray D.D., Hang J. Magnetothermal convection in nonconducting diamagnetic and paramagnetic fluids // Proceedings of the 3-d International Microgravity Fluid Physics Conference, Cleveland, Ohio, USA, 1996. – P. 711-716.
7. DeLucas L.J., Tillotson B.J. Diamagnetic control of convection during crystal growth // Proceedings of the Joint 12-th European and the 6-th Russian Symposium on Physical Sciences in Microgravity, St. Petersburg, Russia, Vol. 2, 1997. – P. 162-169.
8. Qi J., Wakayama N., Ataka M. Magnetic suppression of convection in protein crystal growth processes // J. Crystal Growth, 2001, Vol. 232. – P. 132-137.
9. Yin D.-C., Wakayama N. I., Wada H., Huang W.-D. Significant effects of magnetic and gravitational fields on the morphology of protein crystals (Orthorhombic lysozyme crystals grown using NiCl₂ as crystallization agent) // J. Phys. Chem. B, Vol. 107, 2003. – P. 14140-14144.

10. Odenbach S. Microgravity experiments on thermomagnetic convection in magnetic fluids // J. Magnetism and Magnetic Materials, Vol. 149, 1995. – P. 155-157.
11. Bozhko A.A., Putin G.F. Heat transfer and flow patterns in ferrofluid convection. // Magnetohydrodynamics Journal, № 2, 2003. – P. 12-25.
12. Buzmakov V.M., Pshenichnikov A.F. On the Structure of Microaggregates in Magnetite Colloids // J. Colloid Interface Sci., Vol. 182, 1996. – P. 63-70.
13. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости – Наука, Москва, 1972.
14. Овчинников А.П., Шайдуров Г.Ф. Конвективная устойчивость однородной жидкости в шаровой полости // Гидродинамика: Пермский университет, вып. 1, 1968. – С. 3-21.

АВТОРСКИЙ ИНДЕКС

А

Александрова Г.П.	346
Александрова Е.Н.	311
Альгадал А.М.	202
Альмов М.И.	340
Арефьев И.М.	164, 170, 175
Арефьева Т.А.	159
Арзамасцев А.П.	305
Астротина А.Б.	300
Ацаркин В.А.	327

Б

Байбуртский Ф.С.	15, 361
Бачурин В.Е.	226
Баштовой В.Г.	202, 393
Биркина А.И.	300
Блинов А.В.	159, 164, 170, 175
Богословская О.А.	300
Божко А.А.	434
Бондаренко Е.А.	91
Братухин Ю.К.	434
Брусенцов Н.А.	272, 286
Брусенцова Т.Н.	97, 272, 286
Бурлакова Е.Б.	340

В

Ведерникова И.А.	296
Виленский А.И.	361
Войтко Е.А.	245
Вольтер Е.Р.	286
Воробьева С.А.	106

Г

Гайдаш М.В.	350
Глебов В.И.	307
Глушенко Н.Н.	300
Гнутов С.К.	399
Гончаров Л.А.	340
Горбенко О.Ю.	327
Горшенев В. Н.	54
Грабовский Ю.П.	10
Грибанова С.В.	424
Грицок С.Н.	401
Грищенко Л.А.	346

Д

Данилов В.А.	136
Данилов М.И.	130
Демин М.С.	124
Джабаров Д.Н.	424
Диканский Ю.И.	76, 240
Дискаева Е.Н.	85, 91
Добринский Э.К.	307
Дрозда Е.А.	350
Дроздова В.И.	196

Е

Елфимова Е. А.	21
Епихин А.Н.	15
Ерехинская А.Г.	32

Ж

Жуков А.В.	141
Журавский Н.А.	262

З

Закинян А.Р.	76
Закинян Р.Г.	240
Захарова И.Н.	32, 419
Захлевных А.Н.	118, 208
Зейдис И.	226
Зубко В.И.	106
Зубко Д.В.	106

И

Иваненко Г.Ф.	340
Истомин Ю.П.	311, 317

К

Кажан В.А.	214
Казаков Ю.Б.	355
Казакова А.С.	350
Калаева С.З.	32, 332, 419
Канторович С.С.	36
Карпова Г.В.	68
Кауль А.Р.	327
Кашевский Б.Э.	311, 317
Кашевский С.Б.	234, 311, 317
Кирюшин В.В.	220
Киселёв М. Р.	15
Киселева Т.В.	85
Клименков И.В.	346
Кобозев М.А.	179
Ковалев М.В.	393
Коваль А.А.	296
Коварда В.В.	68
Коварский А.Л.	54
Кожевников В.М.	124, 130
Константинова Н.Ю.	76
Копылова О.С.	240
Корнев А.Д.	361
Коробко Е.В.	262
Коровин В.М.	214
Королев В.В.	159, 164, 170, 175
Коченов В.И.	305, 307, 424, 427,
	431

Кошоридзе С.И.	256
Краков М.С.	250
Красильников А.Г.	323
Краснок И.И.	307
Крутогин Д.Г.	424
Крылова А.В.	15
Кузнецов В.Д.	97
Куникин С.А.	76

Л

Лазарев А.А.	399
Лазарев А.Г.	399
Лапочкин А.И.	64
Ларионов Ю.А.	124
Лахтина Е. В.	27
Лебедев В.Д.	383
Левин Ю.К.	256
Левитин Е.Я.	296
Лесникович А.И.	106
Лисин А.В.	10

Лихошвай Е.В.	346	Сидоров О.Ю.	407
Лузгин В.И.	413	Сизов А.П.	104
М		Симоновский А.Я.	179, 184
Макаров В.М.	32, 332, 419	Сицко Г.Н.	106
Макаров Д.В.	208	Скроботова Т.В.	47
Мартынович Е.Ф.	346	Снегирев Д.Г.	104
Матюшина Г.П.	307	Сокунов Б.А.	407
Медведева С.А.	346	Сорокина О.Н.	54
Меленев П.В.	373	Степанов Г.В.	15, 41, 373
Мельников О.В.	327	Столбов О.В.	112, 367, 373
Менделев В.С.	153	Страдомский Ю.И.	332
Михайлова Ю.Ю.	68	Сухов Б.Г.	346
Морозов Н.А.	332	Т	
Н		Таранов М.А.	350
Налетова В.А.	220, 226	Тирский В.В.	346
Нечаева О.А.	76	Топорова Е.А.	104
Никифоров И.В.	250	Трофимов Б.А.	346
Николаев В.И.	147, 419	Турков В.А.	220, 226
Николаев И.И.	427	Тятышкин А.Н.	190
Новак Е.В.	58	Ф	
Новикова З.А.	262	Фаткуллина Л.Д.	340
Новикова С.И.	159	Федорищенко М.Г.	350
О		Федоров О.Л.	47
Овсянникова М.Н.	300	Филинова Е.Ю.	286
Ольховская И.П.	300	Фолманис Г.Э.	300
Онопrienко Т.А.	296	Фризен В.Э.	413
П		Х	
Падалка В.В.	377	Харитонов Ю.Я.	305, 307, 424
Петров А.Ю.	413	Холдус Н.И.	377
Полевиков В.К.	202	Ц	
Полотнюк О.Я.	256	Циммерманн К.	226
Полунин В.М.	68	Цихановская И.В.	296
Полянский В.А.	190	Цыбусов С.Н.	305, 307, 424, 427, 431
Попова М.Н.	327	Ч	
Прохоров И.В.	234, 311, 317	Чеканов В.В.	85, 91
Путин Г.Ф.	434	Черкасова О.Г.	305, 307, 424, 427, 431
Пшеничников А. Ф.	27, 82	Чистяков М.В.	68
Пьянзина Е.С.	36	Чуенкова И.Ю.	130
Р		Ш	
Разумков А.В.	82	Шабалкина Е.Ю.	305, 307, 424, 427, 431
Райхер Ю.Л.	112, 367, 373	Шагрова Г.В.	196
Рамазанова А.Г.	164, 170, 175	Шаталов А.Ф.	245
Рекс А.Г.	393	Шафранова Е.И.	256
Рогова М.Н.	268	Шацкий В.П.	240
Род И.А.	147	Шипилин А.М.	32, 419
Рослякова Л.И.	68	Школьников Е.Н.	419
Русаков В.В.	373	Шумаков Л.И.	286
С		Я	
Сабуров И.Е.	64	Яновский Ю.Г.	256
Сайкин М.С.	383, 388	Ярцева Е.П.	184
Сарапулов С.Ф.	407	Ястребов С.С.	130
Сарапулов Ф.Н.	407, 413		
Семенов А.Л.	346		
Семёнова О.Р.	118		
Сергеев Е.В.	104		

**12-я Международная Плесская конференция
по магнитным жидкостям**

Сборник научных трудов

Лицензия ИД № 05285 от 04.07.2001 г.
Подписано в печать 25.07.06. Формат 60x84 ¹/₁₆.
Печать плоская. Усл. печ. л. 24,88. Тираж 120 экз. Заказ

Ивановский государственный энергетический университет
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34