



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

**сентябрь, 2016
Плес, Россия**

**Сборник
научных трудов**

Организована
Министерством образования и науки РФ
Ивановским государственным энергетическим университетом
имени В.И. Ленина
Академией электротехнических наук РФ
**при поддержке Российского фонда фундаментальных
исследований проект № 16-08-20336-г**



17-я Международная Плесская научная конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям организована Министерством образования и науки РФ, ФГБОУВО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина», Академией электротехнических наук РФ при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований проект 16-08-20336-г.

В сборнике научных трудов конференции рассмотрены вопросы физикохимии магнитных коллоидных систем, физических свойств и гидродинамики, тепло- и массообмена, применения магнитных жидкостей в медицине, биологии, экологии и технике. В него включены доклады об исследованиях, которые представляют научный, учебный и практически-методический интерес.

Сборник научных трудов подготовлен в рамках базовой части задания Министерства образования и науки РФ.

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

Отпечатано с оригиналов, представленных авторами – участниками конференции.

ISBN 978-5-00062-192-9 © ФГБОУВО «Ивановский государственный энергетический университет им. В.И. Ленина», 2016

СОДЕРЖАНИЕ

Балагуров И.А., Мизонов В.Е., Berthiaux H., Gatumel C. О формировании высококонцентрированных смесей разнородных тонкодисперсных материалов	8
Осипов Д.А., Жуков В.П., Беляков А.Н., Otwinowski H. К описанию совмещенных процессов селективного измельчения и классификации тонкодисперсных материалов	14
Королев Д.В., Афонин М.В., Мурин И.В., Семенов В.Г., Панчук В.В., Торопова Я.Г., Печникова Н.А., Галагудза М.М. Синтез коллоидных частиц гидроксида железа с мессбауэровской меткой и исследование их накопления в организме лабораторных животных.	20
Добросердова А.Б., Канторович С.С., Ход М., Самин С., Доброу С., Шмидт А.М., Готлиб М. Исследование самодиффузии в монодисперсных трехмерных магнитных жидкостях с учетом электростатического взаимодействия	30
Бахтияров А.В., Степанов Г.В., Семеренко Д.А., Стороженко П.А. Электропроводящие наполнители для магнитоактивных эластомеров	38
Иванов А.С., Полежаева Е.А., Бушуева К.А. Численное моделирование свободной концентрационной конвекции в магнитных жидкостях	45
Лашко А.В., Резникова М.П., Газарян А.В., Чирков В.А. О применимости методов моделирования двухфазных несмешивающихся жидкостей	52
Жуков А.В. О вязкости суспензий ферромагнитных частиц в сильном переменном магнитном поле	60
Казаков, Ю.Б. Морозов Н.А., Нестеров С.А. Взаимосвязанные физические процессы в электромеханическом магнитожидкостном демпфере	66
Диканский Ю.И., Испирян А.Г., Куникин С.А., Радионов А.В., Евтушенко М.Б. Особенности температурной зависимости магнитной восприимчивости магнитных жидкостей с различным размером дисперсных частиц.	74
Морозова Т.Ф., Демин М.С., Морозов А.С. Взаимосвязь процессов поляризации и структурирования в микрослое магнитной жидкости.	82
Захлевных А.Н., Кузнецова К.В. Раскручивание спиральной структуры жидкокристаллического антиферромагнетика.	88

Захлевных А.Н., Лубнин М.С., Петров Д.А. Переход между ферромагнитной и парамагнитной фазами в суспензии магнитных наночастиц в жидком кристалле.	94
Меркулов Д.И., Налетова В.А., Пелевина Д.А., Турков В.А. Экспериментальное исследование бистабильности деформации тонкого тела из намагничивающегося эластомера в магнитном поле	101
Буркова Е.Н., Пшеничников А.Ф. Исследование сегрегации частиц в магнитной жидкости в задаче о левитации постоянного магнита.	107
Втулкина Е.Д., Елфимова Е.А. Термодинамика жидкости дипольных твердых сфер во внешнем магнитном поле.	116
Диканский Ю.И., Гладких Д.В., Колесникова А.А. Влияние вращающегося магнитного поля на структурное состояние системы намагниченных агрегатов.	124
Зверев В.С., Батрудинов Т.М., Елфимова Е.А., Иванов А.О. Исследование влияния суперпозиции постоянного и зондирующего поля на динамический отклик магнитной жидкости.	131
Новак Е.В., Рожков Д.А., Санчес П., Новак И.В., Канторович С.С. Исследование самоорганизации супрамолекулярных магнитных филаментов различной формы.	137
Пьянзина Е.С. Системы магнитных анизотропных частиц.	143
Полунин В.М., Ряполов П.А., Платонов В.Б., Арефьев И.М. Динамика столба магнитной жидкости в сильных магнитных полях.	152
Полунин В.М., Ряполов П.А., Платонов В.Б., Арефьев И.М. Статика столба магнитной жидкости в сильных магнитных полях.	159
Макаров В.М., Шипилин А.М., Калаева С.З., Захарова И.Н., Чеснокова А.А., Андриянова А.В. О технологии получения магнетита для магнитных жидкостей с использованием гальваношламов	165
Стороженко А.М., Шабанова И.А., Платонов В.Б. Экспериментальное изучение ротационного эффекта в магнитной жидкости APG 2135.	171
Казаков Ю.Б., Страдомский Ю.И., Филиппов В.А. Математическая модель движения немагнитных частиц в рабочем зазоре гидростатического магнитожидкостного сепаратора.	178
Степанов Г.В., Крамаренко Е.Ю. Двенадцать свойств магнитоактивного эластомера.	187
Ряполов П.А., Стороженко А.М., Полунин В.М. Влияние тепловой релаксации намагниченности магнитной жидкости в сильных магнитных полях на определение размеров наночастиц	198

Субботин И.М. Математическое моделирование обратной ферроэмульсии: предел слабых внешних полей	206
Зубарев А.Ю., Чириков Д.Н. Гистерезис магнитострикции магнитных гелей	212
Соловьева А.Ю., Втулкина Е.Д., Гольдина О.А. Магнитные свойства концентрированных феррожидкостей: влияние полидисперсности	218
Кожевников В.М., Ларионов Ю.А, Чуенкова И.Ю. Закономерности зарождения и роста приповерхностных структур при переполяризации	224
Голубятников А.Н., Ковалевская С.Д. О распространении слабых МГД-ударных волн по произвольному статическому фону	231
Митрофанов А.В., Tannous K. Camelo A. Ячеичная модель формирования концентрации и потоков дисперсного материала в циркуляционном реакторе	239
Ситников А.А., Стишков Ю.К. Моделирование ЭГД-течения инжекционного типа в трехионной постановке	248
Кожевников В.М. Исследование электрогидродинамического струйного течения магнитной жидкости	257
Кажан В.А., Коровин В.М. Неустойчивость Кельвина–Гельмгольца при движении нелинейно намагничивающихся феррожидкостей в продольном магнитном поле	265
Морозов Н.А., Макаров Д.Ю. Влияние ферромагнитного наполнителя на проводимость воздушного зазора	272
Диканский Ю.И., Борисенко О.В., Беджанян М.А., Нечаева О.А. Влияние микроструктуры магнитных жидкостей на макроскопическое движение их капель в неоднородном постоянном и переменном магнитных полях	280
Пелевина Д.А., Калмыков С.А., Налетова В.А., Турков В.А. Деформация и движение тел из магнитоуправляемых материалов во вращающемся магнитном поле	286
Виноградова А.С. Турков В.А., Налетова В.А. Магнитная жидкость под полимерной пленкой между соосными цилиндрами в магнитном поле линейного проводника	296
Ашихмин И.А., Стишков Ю.К. Моделирование эгд течений в симметричной системе электродов при разных значениях низковольтной проводимости	302

Закинян А.Р., Диканский Ю.И. Реология магнитных эмульсий с каплями дисперсной фазы, деформируемыми магнитным полем	309
Иванов А.О., Канторович С.С, Зверев В.С., Елфимова Е.А., Лебедев А.В., Пшеничников А.Ф. Динамические корреляции в феррожидкостях в широком диапазоне температур и концентраций	314
Баштовой В.Г., Моцар А.А., Рекс А.Г., Стороженко А.М., Шабанова И.А. Исследование процессов деформации капли магнитной жидкости с комбинированным магнитным ядром	320
Баштовой В.Г., Моцар А.А., Рекс А.Г. Диссипативные свойства капли магнитной жидкости, сформированной вокруг комбинированного магнита	327
Родикова Е.С., Стишков Ю.К., Чирков В.А. Исследование влияния температурных зависимостей свойств рабочей жидкости на характеристики инжекционного электрогидродинамического теплообменника	334
Лабкович О.Н., Рекс А.Г., Чернобай В.А. Теплообмен в куэттовском течении магнитной жидкости	342
Богословская О.А.¹, Рахметова А.А., Ольховская И.П., Глущенко Н.Н. Бактерицидное действие наночастиц железа <i>nastaphylococcus epidermidis</i>	348
Брусенцов Н.А., Полянский В.А., Голубева И.С., Жуков А.В., Панкратьева И.Л., Пирогов Ю.А., Анисимов Н.В., Гуляев М.В., Никитин П.И., Никитин М.П., Бочарова О.А. Контрастные мрт препараты для диагностики и терапии злокачественных опухолей	354
Полянский В.А., Панкратьева И.Л. Исследование механизмов электризации слабопроводящих сред при их течении в микро- и наноканалах, применяемых в биотехнологии	368
Демиденко О.В., Арефьев И.М., Сайкин М.С. Численное и экспериментальное исследование однозубцового магнитожидкостного уплотнителя	373
Сизов А.П., Репин Д.С. К разработке комбинированных уплотнений вращающихся валов с использованием нанодисперсных магнитных жидкостей	379
Болотов А.Н., Новикова О.О., Новиков В.В. Расчет ресурса вакуумных механических устройств с магнитной жидкостью	387

Лагуткина Д.Ю., Сайкин М.С. Исследование силы взаимодействия кольцевых постоянных магнитов в магнитожидкостных датчиках угла наклона	397
Власов А.М., Полетаев В.А., Пахолкова Т.А. Исследование трибологических характеристик магнитожидкостных герметизаторов	404
Полетаев В.А., Власов А.М., Пахолкова Т.А. Определение фактической площади контакта в подшипниках скольжения при гидродинамической смазке	412
Топоров А.В., Полетаев В.А., Покровский А.А., Киселев В.В., Пучков П.В., Зарубин В.П. Новые конструкции комбинированных магнитожидкостных уплотнений	421
Тихонов А.И., Казаков Ю.Б., Севрюгов Д.М., Пайков И.А. Развитие технологии исследования магнитожидкостных устройств с использованием библиотек численного моделирования физических процессов	430

О ФОРМИРОВАНИИ ВЫСОКОКОНЦЕНТРИРОВАННЫХ СМЕСЕЙ РАЗНОРОДНЫХ ТОНКОДИСПЕРСНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Балагуров И.А.¹, Мизонов В.Е.¹, Berthiaux Н.², Gatamel С.²

¹ФГБОУВО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина», 153003, г. Иваново, ул. Рабфakovская, 34, Российская Федерация

Факс: (4932)385701; E-mail: mizonov46@mail.ru

²Ecole des Mines d'Albi-Carmaux, France; E-mail: berthiau@enstimac.fr

Аннотация: Рассматривается кинетика формирования смеси разнородных тонкодисперсных частиц при их высокой концентрации, когда механическое взаимодействие является доминирующим механизмом их миграции. Последнее приводит к сегрегации частиц, препятствующей достижению однородной смеси. Предложена математическая модель процесса, основанная на теории цепей Маркова. Модель включает новый подход к описанию механизма сегрегации в многокомпонентной смеси. Показано, что оптимальное время перемешивания для отдельных компонентов не совпадает с таковым для смеси в целом.

Ключевые слова: дисперсный материал, многокомпонентная смесь, однородность, цепь Маркова, матрица переходных вероятностей, оптимальное время смешивания.

ON FORMATION OF HIGH CONCENTRATED MIXTURES OF DISSIMILAR FINE DISPERSED PARTICULATE SOLIDS

Balagurov I.A.¹, Mizonov V.E.¹, Berthiaux Н.², Gatamel С.²

¹Ivanovo State Power Engineering University, 153003, Ivanovo, Rabfakovskaya 34, Russian Federation

Fax: (4932)385701; E-mail: mizonov46@mail.ru

²Ecole des Mines d'Albi-Carmaux, France; E-mail: berthiau@enstimac.fr

Abstract: The problem in question is the kinetics of formation of a mixture of dissimilar particulate solids at their high concentration when mechanical interaction is the dominating mechanism of their migration. In this case segregation of particles appears which inhibits reaching the homogeneous mixture. A mathematical model of the process based on the theory of Markov chains is proposed. The model includes a new approach to describe the segregation mechanism in multi-component mixtures. It is shown that the optimum mixing time for separate components does not coincide with one for entire mixture.

Key words: particulate solids, multi-component mixture, homogeneity, Markov chain, matrix of transition probabilities, optimum mixing time.

БАЛАГУРОВ Иван Александрович – аспирант кафедры прикладной математики ИГЭУ. Имеет более 10-ти публикаций различного уровня, 3 патента на полезные модели, участник и победитель ряда студенческих олимпиад и конкурсов научных работ.

МИЗОНОВ Вадим Евгеньевич - профессор кафедры прикладной математики ИГЭУ, д.т.н., профессор, Заслуженный деятель науки РФ, член правления рабочей группы Европейской федерации инженеров-химиков. Является научным руководителем четырех международных проектов по новым методам математического моделирования процессов в дисперсных средах. Работал посещающим профессором в Королевском технологическом институте (Швеция, 1991/92г.) и в горном институте г. Алби (Франция, 2000, 2003, 2005гг.). Член оргкомитета ряда зарубежных международных конференций.

BERTHIAUX Henri (Бертье Анри) – доктор химической инженерии, профессор, сотрудник высшего инженерного учебного заведения Ecole des Mines d'Albi, г. Алби, Франция. Специалист в области механической технологии дисперсных материалов, член оргкомитета основных международных конференций в этой отрасли. С 2000 г. совместно с В.Е. Мизоновым развивает научное направление «Применение теории цепей Маркова в химической инженерии». Под их совместным руководством защищен ряд диссертаций французскими и российскими аспирантами.

GATUMEL Cendrine (Гатюмель Сендрин) – доктор химической инженерии, научный сотрудник высшего инженерного учебного заведения Ecole des Mines d'Albi, г. Алби, Франция. Специалист в области смешивания дисперсных материалов, имеет многочисленные публикации по этой проблематике.

Получение однородных смесей дисперсных материалов с разными свойствами является достаточно сложной технологической задачей. От ее успешного решения зависит качество конечных продуктов и полуфабрикатов во многих наукоемких отраслях промышленности. Основным препятствием к достижению равномерного перемешивания является сегрегация разнородных частиц друг относительно друга, не позволяющая в принципе получить однородную смесь. В работе [1] рассмотрен ряд технологических подходов к снижению негативного влияния сегрегации при перемешивании бинарной смеси компонентов, где ключевой компонент смеси имеет только одно направление сегрегации, как правило, ориентированное по вектору силы тяжести. Однако, картина существенно усложняется, когда необходимо смешать три и более компонентов, например, мелкий, средний и крупный, где средний компонент может сегрегировать как вниз (по вектору силы тяжести), так и вверх (в противоположном ему направлении). Особую роль в исследовании формирования распределения компонентов в многокомпонентной смеси играет построение адекватных математических моделей процесса, поскольку его экспериментальное исследование крайне трудоемко и требует дорогостоящей измерительной аппаратуры. Ниже описано по-

строение одной из таких моделей, основанной на теории цепей Маркова, базовые принципы применения которой к моделированию процессов в дисперсных средах описаны в работах [2, 3].

Пусть необходимо смешать мелкий (1), средний (2) и крупный (3) дисперсный материал в вертикальной емкости, например, в вибрационном смесителе. Разобьем высоту рабочего объема смесителя H на m ячеек идеального перемешивания высотой $\Delta x = H/m$. При наложении вибровоздействия начинается миграция частиц по высоте смесителя. Ее можно разделить на симметричную (диффузионную) составляющую, характеризующуюся переходной вероятностью d , и несимметричную (конвективную) составляющую, характеризующуюся переходной вероятностью v , которая определяется явлением сегрегации и может быть направлена как вверх, так и вниз. Состояние процесса фиксируется в дискретные моменты времени $t_k = (k-1)\Delta t$, где Δt – продолжительность временного перехода, а k – его номер, который может рассматриваться как целочисленный аналог текущего времени. Переходные вероятности для принятой цепи ячеек рассчитываются по формулам: $d = D\Delta t/\Delta x^2$, $v = V\Delta t/\Delta x$, где D – дисперсионный коэффициент и V – скорость сегрегации.

В каждый момент времени t_k распределение содержания компонентов может быть представлено векторами-столбцами \mathbf{Q}_1^k , \mathbf{Q}_2^k и \mathbf{Q}_3^k размером $m \times 1$ с элементами Q_{1j}^k , Q_{2j}^k и Q_{3j}^k , где $j = 1, \dots, m$ отсчитывается от верхнего уровня рабочей зоны. Будем также считать, что каждая ячейка содержит одинаковое суммарное количество смеси S_{\max} , которое prime равным единице. Тогда в каждый момент времени должно соблюдаться равенство

$$Q_{1j}^k + Q_{2j}^k + Q_{3j}^k = 1, j = 1, \dots, m \quad (1)$$

Эволюция векторов состояния \mathbf{Q}_1^k , \mathbf{Q}_2^k and \mathbf{Q}_3^k описывается рекуррентными матричными равенствами

$$\mathbf{Q}_1^{k+1} = \mathbf{P}_1^k(\mathbf{Q}_{1,2,3}^k)\mathbf{Q}_1^k, \quad \mathbf{Q}_2^{k+1} = \mathbf{P}_2^k(\mathbf{Q}_{1,2,3}^k)\mathbf{Q}_2^k, \quad \mathbf{Q}_3^{k+1} = \mathbf{P}_3^k(\mathbf{Q}_{1,2,3}^k)\mathbf{Q}_3^k, \quad (2)$$

где \mathbf{P}_1 , \mathbf{P}_2 и \mathbf{P}_3 – матрицы переходных вероятностей, контролирующие эволюцию распределения каждого из компонентов.

Для того, чтобы построить эти матрицы, являющиеся основными операторами модели, примем следующие допущения, иллюстрируемые рис. 1.

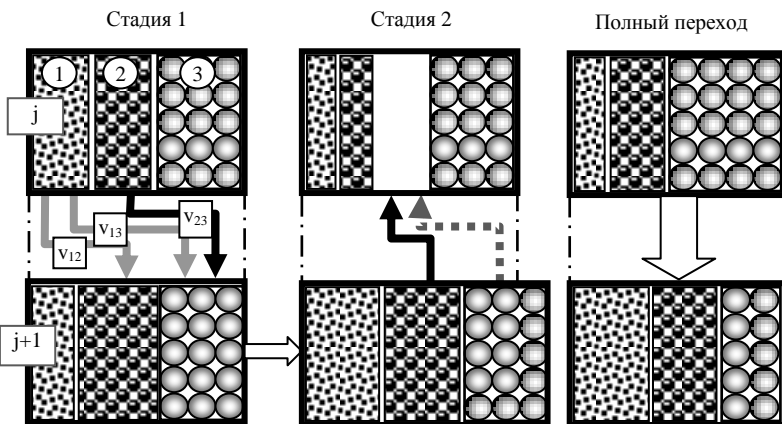


Рис. 1. К формированию переноса частиц в течение одного временного перехода

Пусть доминирующим процессом является сегрегация компонентов вниз, а сегрегация вверх является простым заполнением свободных объемов, образовавшихся после сегрегации вниз. Пусть в течение одного временного перехода одновременно происходят две виртуальные стадии процесса: сегрегация вниз из ячейки j в ячейку $j+1$ (стадия 1) и сегрегация вверх из ячейки $j+1$ в ячейку j (стадия 2). Пусть компонент 1 сегрегирует в «чистый» компонент 2 с вероятностью v_{12} , а в «чистый» компонент 3 с вероятностью v_{13} ($v_{11}=0$, так как компонент не может сегрегировать сам в себя). Допустим, что перенос компонента 1 в смесь компонентов 2 и 3 происходит пропорционально их относительному содержанию в ячейке $j+1$. Тогда элементы матрицы \mathbf{P}_1 могут быть рассчитаны по формулам

$$P_{1,j+1,j}^k = d + (1 - Q_{1,j+1}^k) \frac{v_{12} Q_{2,j+1}^k + v_{13} Q_{3,j+1}^k}{Q_{2,j+1}^k + Q_{3,j+1}^k}, \quad (3)$$

$$P_{1,j,j+1}^k = d, \quad (4)$$

а величина P_{jj} – как единица минус сумма всех остальных элементов в соответствующем столбце матрицы.

Остальные матрицы переходных вероятностей рассчитываются по аналогичной схеме. После виртуальной стадии 1 ячейка $j+1$ оказывается переполненной, а в ячейке j имеет незаполненный частицами объем. Считается, что сегрегация вверх – это заполнение пустоты в ячейке j компонентами из ячейки $j+1$ пропорционально их содержанию в ячейке $j+1$ после первой стадии. Свободный объем определяется по формуле

$$\Delta Q_j^{k+1} = 1 - Q_{1,j}^{k+1} - Q_{2,j}^{k+1} - Q_{3,j}^{k+1}, \quad (5)$$

а перенос в нее, например, компонента 2 рассчитывается как

$$Q_{2,j}^{k+1} := Q_{2,j}^{k+1} + \Delta Q_j^{k+1} \frac{Q_{2,j+1}^{k+1}}{Q_{2,j+1}^{k+1} + Q_{3,j+1}^{k+1}}. \quad (6)$$

Совокупность равенств (1)-(6), дополненных рассчитываемыми по аналогичной схеме соотношениями для других компонентов, позволяет полностью описать кинетику формирования тройной смеси компонентов.

На рис. 2, 3 приведены некоторые результаты расчетов по описанной выше модели, которые демонстрируют ее работоспособность и физическую непротиворечивость получаемых результатов.

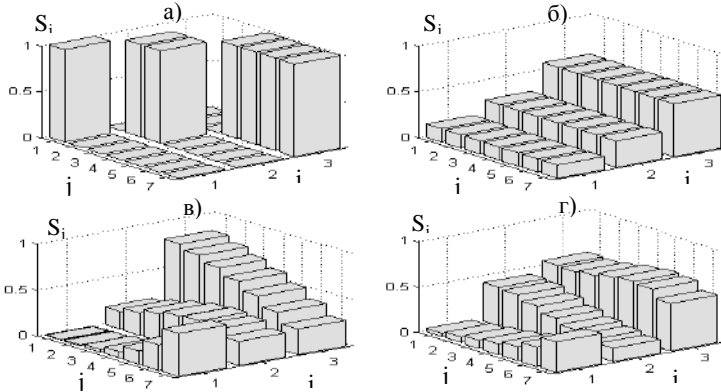


Рис. 2. Распределение компонентов смеси в различные моменты времени: а) начальное; б) равномерное; в) асимптотическое; г) наиболее равномерное ($k=22$)

На рис.2 показаны распределения содержания компонентов в смеси в четырех состояниях: начальном (а), идеально перемешанном (б), если бы оно было достижимо, асимптотическом (в), когда $k \rightarrow \infty$ (заметим, что если исключить диффузионное перемешивание, то это распределение будет перевернутым распределением (а)), и состоянии максимально достижимой равномерности (г), которое наступает при $k=22$.

Кинетика формирования качества смеси по критерию среднеквадратичного отклонения содержания от равномерного σ показана на рис. 3, причем она рассчитана как для отдельных компонентов, так и для смеси в целом. Из графиков видно, что существует оптимальное время перемешивания, которое существенно отличается для отдельных компонентов и смеси в целом.

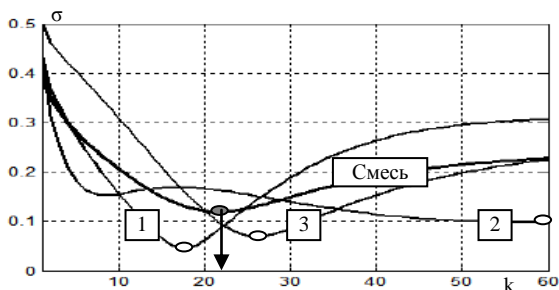


Рис. 3. Кинетика неравномерности распределения отдельных компонентов и неоднородности смеси в целом

Разработанная модель может быть положена в основу инженерного метода расчета процесса, а также использоваться для поиска путей подавления негативного влияния сегрегации при плучении многокомпонентных смесей.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект №15-08-01684.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mizonov, V., Berthiaux, H., Gatamel, C. Theoretical search for solutions to minimize negative influence of segregation in mixing of particulate solids. *Particuology*, 25 (2016), pp. 36-41.
1. Berthiaux, H., Mizonov, V. Applications of Markov Chains in Particulate Process Engineering: A Review. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*. V.85, No.6, 2004, pp.1143-1168.
2. Berthiaux, H., Mizonov, V., Zhukov, V. Application of the theory of Markov chains to model different processes in particle technology. *Powder Technology*, 157 (2005) 128-137.

Балагуров Иван Александрович, ФГБОУВПО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина», аспирант кафедры прикладной математики.
Мизонов Вадим Евгеньевич, ФГБОУВПО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина», д.т.н., профессор кафедры прикладной математики
Berthiaux Henri (Бертъё Анри), высшее инженерное учебное заведение Ecole des Mines d'Albi, г. Алби, Франция, доктор химической инженерии, профессор
Gatamel Cendrine (Гатюмель Сендрин) – высшее инженерное учебное заведение Ecole des Mines d'Albi, г. Алби, Франция, доктор химической инженерии.

**К ОПИСАНИЮ СОВМЕЩЕННЫХ ПРОЦЕССОВ
СЕЛЕКТИВНОГО ИЗМЕЛЬЧЕНИЯ И КЛАССИФИКАЦИИ
ТОНКОДИСПЕРСНЫХ МАТЕРИАЛОВ**

Осипов Д.А.¹, Жуков В.П.¹, Беляков А.Н.¹, Otwinowski H.²

¹ФГБОУВО «Ивановский государственный энергетический
университет имени В.И. Ленина»,

153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34, Российская Федерация

Факс: (4932)385701; E-mail: zhukov-home@yandex.ru

²Institute of Thermal Machinery, Czestochowa University of Technology,

Armii Krajowej 21, 42-201, Czestochowa, Poland

E-mail: henryk_ot@go2.pl

Аннотация: Рассматривается кинетика измельчения и классификации смеси разнотвердых компонентов в струйной мельнице кипящего слоя. Различная интенсивность измельчения компонентов разной прочности приводит к тому, что частицы более прочного компонента после измельчения окажутся более крупными по сравнению с частицами менее прочного компонента. После классификации такой смеси мелкий продукт обогащается менее прочным, а крупный – более прочным компонентом. Для описания кинетики процесса и определения степени обогащения продуктов разделения предложена математическая модель, основанная на использовании дискретных аналогов уравнения Больцмана. Представлена методика выбора условий измельчения для получения заданной степени очистки целевого компонента смеси.

Ключевые слова: дисперсный материал, смесь компонентов, степень очистки, селективное измельчение, классификация, совмещенные процессы, струйная мельница, уравнение Больцмана.

**TO THE DESCRIPTION OF COMBINED PROCESSES
OF SELECTIVE GRINDING AND CLASSIFICATION
OF FINE MATERIALS**

Osipov D.A.¹ Zhukov V.P.¹, Belyakov A.N.¹, Otwinowski H.¹

¹Ivanovo State Power Engineering University, 153003, Ivanovo,
Rabfakovskaya 34, Russian Federation

Fax: (4932)385701; E-mail: zhukov-home@yandex.ru

²Institute of Thermal Machinery, Czestochowa University of Technology,

Armii Krajowej 21, 42-201, Czestochowa, Poland E-mail: henryk_ot@go2.pl

Abstract: The kinetics of grinding and classification of a mixture of components with different grindability in a jet mill fluidized bed is examined. The difference in grindability leads to the fact that the daughter fractions of the component with high grindability appear to be more coarse. After classification of such mixture the fine

product will contain more weak particles. A mathematical model of such process kinetics based on the discrete models of Boltzmann equation is proposed. The model allows selecting the grinding conditions that provide the desirable degree of particulate solids purification.

Key words: particulate material, a mixture of components, the degree of purification, selective grinding, classification, combined processes, jet mill, Boltzmann equation.

ОСИПОВ Дмитрий Андреевич – аспирант кафедры прикладной математики ИГЭУ. Имеет более 5-ти публикаций различного уровня, 2 свидетельства о регистрации программ на ЭВМ.

ЖУКОВ Владимир Павлович – заведующий кафедрой прикладной математики ИГЭУ, д.т.н., профессор, член ряда диссертационных советов по защите кандидатских и докторских диссертаций. Является научным руководителем и исполнителем ряда международных проектов по новым методам математического моделирования процессов в дисперсных средах.

БЕЛЯКОВ Антон Николаевич – докторант кафедры прикладной математики ИГЭУ, к.т.н. Специалист в области моделирования гетерогенных процессов в дисперсных средах, имеет многочисленные публикации по этой проблематике.

OTWINOWSKI Henryk (Отвиновски Хенрик) – доктор технических наук, профессор, Institute of Thermal Machinery, Czestochowa University of Technology, Польша. Специалист в области механической технологии переработки дисперсных материалов. С 2010 г. совместно с В.П. Жуковым развивает научное направление «Применение дискретных аналогов уравнения Больцмана в химической инженерии».

Совмещенное измельчение смеси разнопрочных компонентов позволяет выделять целевой компонент, обогащая крупные и мелкие фракции смеси соответственно прочными и менее прочными компонентами. Дальнейшая классификация смеси по крупности приводит к обогащению продуктов разделения разными компонентами. Выбор технологических систем измельчения (ТСИ), типа оборудования и режимов его работы, которые обеспечивают заданную степень очистки смеси или заданную степень обогащения целевого компонента возможен на основе математического моделирования процесса селективного измельчения и разработки метода его расчета. Сказанное позволяет считать выбранную тему исследований актуальной.

Целью работы является моделирование процесса селективного измельчения для определения условий необходимых для требуемой очистки целевого компонента смеси.

Предметом исследования является математическое описание селективного измельчения в ТСИ, объектом исследования – струйная мельница кипящего слоя, в которой эти процессы реализуются.

Выбор в качестве объекта исследования струйных мельниц кипящего слоя [1] объясняется, с одной стороны, их широким использованием во многих отраслях промышленности и, с другой стороны, удачным совмещением в данном аппарате нескольких технологических процессов.

На рис. 1а показан эскиз струйной мельницы кипящего слоя. Исходная смесь компонентов (И) вместе с воздухом (В) подается в размольную камеру 1, где происходит измельчение частиц при их столкновении. Мелкие частицы выносятся потоком воздуха сначала в гравитационную ступень 2, а затем – в центробежную ступень классификации 3. Крупные частицы после классификации возвращаются в размольную камеру для повторного измельчения, а мелкие частицы (М) направляются в бункер готового продукта. Сложность описания совмещенных на локальном уровне процессов движения, измельчения и классификации частиц по крупности обусловливается их тесной взаимосвязанностью: кинетика движения твердой фазы зависит от размера частиц и характера их столкновений. В свою очередь, характер и энергия столкновений частиц разной прочности определяют кинетику измельчения, а размеры образовавшихся при измельчении осколков влияют на их движение и, следовательно, характеристики классификации частиц по крупности. При измельчении смеси разнопрочных компонентов в периодическом режиме работы менее прочный компонент будет в первую очередь измельчаться и выноситься из мельницы, а более прочный продукт накапливаться в рабочем пространстве мельницы. Наиболее подходящим способом описания такой совокупности взаимосвязанных, совмещенных процессов является построение модели в рамках дискретных моделей уравнения Больцмана [2].

Кинетическое уравнение Больцмана [3], которое является одним из фундаментальных уравнений статистической физики и кинетической теории газов, предлагается использовать для описания совмещенных процессов и объектов химических технологий. В статистической физике кинетическое уравнение Больцмана описывает изменение во времени функции распределения молекул газа по скоростям и координатам. Порядок применения уравнения Больцмана для моделирования систем в химических технологиях на примере совмещенных процессов измельчения, классификации и движения гетерогенных сред в струйной мельнице кипящего слоя показан ранее [3].

На рис. 1а выделена область моделирования без учета процессов центробежной классификации, рассмотрение которой не входит в задачи данного исследования. На рис. 1б представлено фазовое пространство модели с выделенной в нем элементарной ячейкой, все параметры состояния в которой равномерно распределены по объему. Будем считать процесс в координатном

пространстве одномерным, характеризуемым продольной координатой x , направленной вертикально вверх, и скоростью v .

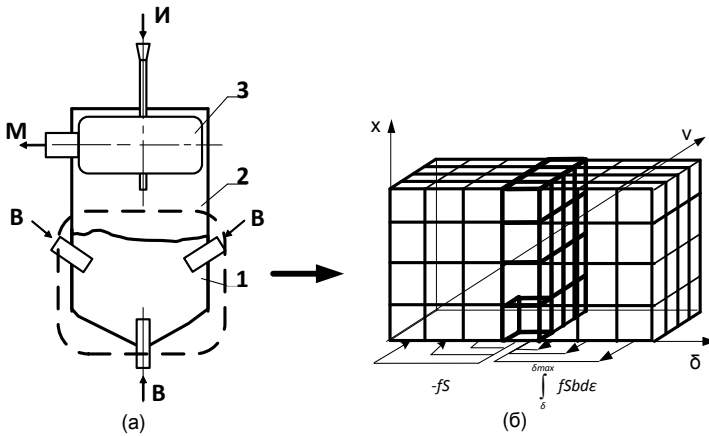


Рис. 1. Эскиз (а) и схема расчетного пространства (б) для струйной мельницы кипящего слоя: 1 – размольная камера; 2 – ступень гравитационной классификации; 3 – ступень центробежной классификации

Вывод обобщенного кинетического уравнения выполняется на основе балансовых соотношений для элементарного фазового объема (ячейки) с учетом популяционно-балансовой модели измельчения [2,4].

$$f'_t + (v_k f)_{x_k}' + (a_k f)_{v_k}' = -f S + \int_{\delta}^{\delta_{\max}} f S b d \varepsilon, \quad (1)$$

где S , b – селективная и распределительная функции разрушения [4], δ, ε – наблюдаемый и текущий размеры частиц. $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, \delta, t)$ рассматривается плотность распределения вещества по координатам $\mathbf{r}(x_1, x_2, x_3)$, скоростям $\mathbf{v}(v_1, v_2, v_3)$ и размерам частиц δ , $\mathbf{a}(a_1, a_2, a_3)$ – ускорение; для трехмерной системы пространственных координат ($k=1,2,3$) повторение индекса «к» в слагаемых левой части показывает суммирование по этому индексу. Структура потоков вещества при измельчении проиллюстрирована для выделенного элемента расчетного фазового пространства на рис. 1б: первое слагаемое в правой части уравнения (1) характеризует скорость ухода частиц из ячейки за счет их разрушения, а второе слагаемое – приход осколков от разрушения более крупных частиц.

Для обобщенного уравнения Больцмана разработан модифицированный сеточный метод решения, алгоритм и его программная реализация,

на которую получено свидетельство на регистрацию программного продукта [5]. При реализации алгоритма многомерное расчетное пространство ячеек (рис. 1б) сворачивается в одномерную цепь ячеек, для которой выполняется сквозная нумерация элементов, а искомая плотность распределения вещества по ячейкам представляется одномерным вектором $f = \{f_i\}$, где индекс i соответствует номеру элемента. Сначала для каждой ячейки фазового пространства определяются номера ячеек, с которыми она может взаимодействовать. По параметрам состояния ячеек могут быть рассчитаны их импульс и энергия, а также изменение импульса и энергии при их взаимодействии с теми ячейками, с которыми это взаимодействие возможно. Последнее позволяет рассчитать вероятности переходов (p_{ij}) за рассматриваемый промежуток времени Δt . Указывая для каждой ячейки адреса ячеек, в которые возможен переход, и вероятности этих переходов, определяется состояние системы в следующий момент времени:

$$f^{k_1+1}_i = \sum_j p_{ij} f^{k_1}_j, \quad (2)$$

где k_1 – номер шага по времени. Предложенное расчетное выражение по сравнению традиционным матричным описанием процессов [4] позволяет существенно экономить машинные ресурсы за счет исключения операций с нулевыми элементами.

Полученное описание процесса позволило сформулировать и решить практическую задачу по совместному измельчению и разделению смеси разнопрочных компонентов в струйной мельнице кипящего слоя. В тестовом примере рассматривается задача выделения кварцевого песка из его смеси с каменной соли путем их совместного измельчения и последующей классификацией. В качестве технологического оборудования для реализации разделения продуктов выбирается струйная мельница кипящего слоя, эскиз которой приведен на рис. 1. При этом рассматривается кинетика мельницы, работающей в периодическом режиме.

Для количественной оценки эффективности очистки используется степень разделения песка, значение которой при полном выделении песка равно единице, а при отсутствии разделения – нулю:

$$\varepsilon = M_k / M_{k_0} - M_y / M_{y_0}, \quad (3)$$

где M_k , M_y – соответственно массопотоки песка и соли на выходе из установки; M_{k_0} , M_{y_0} – аналогичные величины в загрузке. Значения M_k , M_y определялись по предложенной модели кинетики измельчения независимо для обоих компонентов смеси.

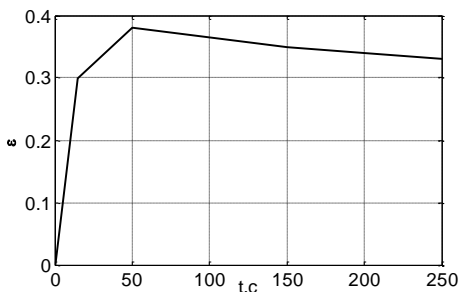


Рис.2. К оценке эффективности кинетика процесса селективного измельчения смеси разнопрочных компонентов

Результаты расчетного анализа, приведенные на рис. 2, показывают, что степень разделения песка имеет максимальное значение при времени процесса ≈ 50 с.

Разработанная модель может быть положена в основу инженерного метода расчета процесса селективного измельчения, а также использоваться для поиска эффективных технологий разделения разнопрочных компонентов смеси.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект №15-08-01684.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Fukunaka T., Golman B., Shinohara K.** Batch grinding kinetics of Ethenzamide particles by fluidized-bed jet-milling. International Journal of Pharmaceutics, 2006, 311, pp. 89-96.
2. **Жуков В.П., Otwinowski H., Беляков А.Н., Urbaniak D.** Описание процесса и классификация дисперсных материалов на основе уравнения Больцмана. Вестник ИГЭУ, 2011, № 1. С.108.
3. **Веденяпин В.В.** Кинетические уравнения Больцмана и Власова. – М.: Физматлит, 2001.
4. **Mizonov V., Zhukov V., Bernotat S.** Simulation of grinding: new approaches. ISPEU Press, Ivanovo, 1997.
5. **Свидетельство** о государственной регистрации программы для ЭВМ «Расчет многомерных совмещенных процессов измельчения, классификации в сыпучих средах» № 2010612671 от 19 апреля 2010 года. Авторы: **Беляков А.Н., Жуков В.П., Власюк А.А., Барочкин А.Е.**

Осинов Дмитрий Андреевич, ФГБОУВПО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина», аспирант кафедры прикладной математики.

E-mail: zhukov-home@yandex.ru

Жуков Владимир Павлович, ФГБОУВПО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина», д.т.н., профессор, заведующий кафедрой прикладной математики. E-mail: zhukov-home@yandex.ru

Беляков Антон Николаевич, ФГБОУВПО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина», докторант кафедры прикладной математики, к.т.н.

E-mail: zhukov-home@yandex.ru

Otwinowski Henryk (ОтвиновскиХенрик), Institute of Thermal Machinery, Czestochowa University of Technology, Польша, доктор технических наук, профессор,

E-mail: henryk_ot@go2.pl

СИНТЕЗ КОЛЛОИДНЫХ ЧАСТИЦ ГИДРОКСИДА ЖЕЛЕЗА С МЕССБАУЭРОВСКОЙ МЕТКОЙ И ИССЛЕДОВАНИЕ ИХ НАКОПЛЕНИЯ В ОРГАНИЗМЕ ЛАБОРАТОРНЫХ ЖИВОТНЫХ

Королев Д.В.^{1,2}, **Афонин М.В.**³, **Мурин И.В.**⁴, **Семенов В.Г.**⁴,
Панчук В.В.⁴, **Торопова Я.Г.**¹, **Печникова Н.А.**^{1,5}, **Галагудза М.М.**^{1,2}

¹ФГБУ «Северо-западный федеральный медицинский исследовательский центр», 197341, Санкт-Петербург, ул. Акkuratова, д. 2

²Первый Санкт-Петербургский государственный медицинский университет им. акад. И.П. Павлова, 197022, Санкт-Петербург, ул. Льва Толстого, д. 6/8

³Санкт-Петербургский государственный технологический институт, 190013, Санкт-Петербург, Московский пр., д. 26

⁴Санкт-Петербургский государственный университет, 199034, г. Санкт-Петербург, Университетская наб. д. 7-9

⁵Санкт-Петербургская государственная химико-фармакологическая академия, 197376, г. Санкт-Петербург, ул. Профессора Попова, д. 14
E-mail: gtineochim@gmail.com

Аннотация: Синтезированы магнитные коллоидные частицы гидроксида железа микрометрового размера с мессбауэровской меткой ⁵⁷Fe. При помощи определения содержания изотопа железа методом мессбауэровской спектроскопии исследовано естественное биораспределение частиц в организме лабораторных животных. Полученные результаты могут быть использованы при разработке лекарственных и диагностических средств.

Ключевые слова: коллоидные частицы, гидроксид железа, мессбауэровская спектроскопия, биораспределение.

SYNTHESIS AND BIODISTRIBUTION OF COLLOIDAL MICROPARTICLES OF IRON HYDROXIDE WITH MÖSSBAUER LABEL

Korolev D.V.^{1,2}, **Afonin M.V.**³, **Murin I.V.**⁴, **Semenov V.G.**⁴,
Panchuk V.V.⁴, **Toropova Y.G.**¹, **Pechnikova N.A.**^{1,5}, **Galagudza M.M.**^{1,2}

¹Federal Amlazov North-West Medical Research Centre,
197341, St-Petersburg, Akkuratova str., 2

²First Pavlov State Medical University of St. Petersburg, 197022, Lev Tolstry str., 6/8

³St. Petersburg State Technological Institute,
190013, St-Petersburg, Moskovsky pr., 26

⁴St-Petersburg State University, 199034, St. Petersburg, Universitetskaya nab. 7-9,

⁵Saint-Petersburg State Chemical-Pharmaceutical Academy,
197376, Russia, St. Petersburg street. prof. Popov, 14
E-mail: gtineochim@gmail.com

Abstract: We describe the technique of synthesis of micron-sized magnetic colloidal particles of iron hydroxide with Mössbauer ^{57}Fe label. Spontaneous biodistribution of the particles was studied in animal experiments using quantitative determination of iron isotope with Mössbauer spectroscopy. The results can be used for development of drugs and diagnostic agents.

Keywords: colloidal particles, iron hydroxide, Mössbauer spectroscopy, biodistribution.



КОРОЛЕВ Дмитрий Владимирович. Окончил в 1997 году Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет), в 2000 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по специальности технология специальных продуктов. В настоящее время заведует научно-исследовательской лабораторией нанотехнологий Северо-западного федерального научно-исследовательского центра им. В.А. Алмазова. Является соавтором 25 авторских свидетельств, 8 патентов на изобретения и полезные модели, более 130 научных и методических работ, 3-х монографий. Руководитель исследования.



АФОНИН Михаил Владимирович. Окончил в 2005 году Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет). В настоящее время работает инженером лаборантом кафедры неорганической химии Санкт-Петербургского государственного технологического института (технического университета). Является автором 20 научных работ. Докладчик.

Введение

В настоящее время достигнуты значительные успехи в использовании магнитных наночастиц (МНЧ) в медицине [1]. Наиболее широкое применение в биомедицине получили МНЧ оксида железа, что обусловлено их низкой токсичностью и стабильностью физических характеристик [2]. МНЧ уже зарекомендовали себя в медицинской визуализации, диагностике и терапии. Имеются данные о том, что МНЧ позволяют дифференцировать опухоли от окружающих здоровых тканей с помощью двух механизмов - пассивного и активного «прицеливания» [3]. Использование контрастных веществ на основе МНЧ в магнитно-резонансной томографии позволяет визуализировать воспаление различной этиологии в нервной системе, почках, кишечнике, легких, печени, костной и жировой тканях [3, 4].

Релаксационная мессбауэровская спектроскопия является оптимальным экспериментальным методом для полного исследования всей метаболической цепочки, поскольку за счет высокого спектрального разрешения позволяет разделить вклад различных по размеру, фазам и химическому составу коллоидных частиц.

Однако вплоть до настоящего времени измерение мессбауэровских спектров таких объектов встречается в единичных работах [5 - 7]. В ра-

ботах [5, 6] даны математические модели, позволяющие идентифицировать частицы и определить их характеристики по мессбауэровским спектрам. Проведенные исследования показывают возможность отследить не только местоположение, но и изменение размеров введенных в организм коллоидных частиц по сочетанию рентгеновской и мессбауэровской спектроскопии [7]. В работе [8] исследован процесс биодegradации магнитных частиц, введенных в полость желудка сердца и в мозг лабораторных животных. Исследование [9] показало, что экзогенное железо полностью вышло из всей желудочковой системы головного мозга в течение недели после инъекции, но при этом оставалось в белом веществе в течение нескольких месяцев. Клетки Купфера с экзогенным железом появились в печени крыс через 2 часа после инъекции. Их концентрация достигла своего максимума на третий день и снизилась до нуля в течение недели. Экзогенное железо появилось в селезенке через неделю после инъекции и оставалось в течение нескольких месяцев.

В настоящей работе изучалось распределение коллоидных частиц, содержащих изотоп железа ^{57}Fe , после внутривенного введения лабораторным животным по нескольким органам при помощи мессбауэровской спектроскопии.

Методы и объекты исследования

Синтез коллоидных частиц проводили следующим образом.

Пластины железа ^{57}Fe массой 385 мг предварительно измельчали и обрабатывали в круглодонной колбе с обратным холодильником с 1.5 мл соляной кислоты (плотность 1.18) вначале на холоде, а затем на водяной бане при температуре 45-50°C. После растворения всей массы металла к охлажденному до комнатной температуры раствору добавили 0.5 мл перекиси водорода. После окончания реакции раствор нагревали до 45°C в течении 40 минут. Затем полученный раствор трихлорида железа на ротаторном испарителе упаривали до кристаллического состояния и несколько раз повторяли упаривание с разбавлением водой (добавляли 5 мл).

Полученную массу с помощью небольшого количества воды перенесли в стакан с магнитной мешалкой. К полученному раствору трихлорида железа добавили сульфат железа (II) и оксалат аммония, мольное соотношение реагентов составляло 1:2:0.1. В реакционную смесь при постоянном перемешивании с постоянной скоростью (2 - 2.5 мл/м) добавляли 25% раствор аммиака до получения значений pH ~ 7-8.

Полученные таким образом коллоидные частицы многократно промывались от избытка реагентов дистиллированной водой и лиофилизировались. Для приготовления суспензии высушенный препарат в нужном количестве диспергировался в физиологическом растворе в течение

5 минут на ультразвуковом диспергаторе УЗД-2 (Россия) на максимальной мощности (100 Вт).

Рентгеновские исследования проводились на автоматическом порошковом дифрактометре D2Phaser (Bruker), излучение рентгеновской трубки - $\text{CuK}\alpha_{1+2}$, режим работы трубки 30кВ/10мА, позиционно-чувствительный детектор, геометрия на отражение, схема фокусировки Брегг-Брентано, $T=25^\circ\text{C}$, атмосфера – воздух.

Идентификация фаз проводилась в программном комплексе PDXL-2 (Rigaku) с использованием базы порошковых дифракционных данных Powder Diffraction File (PDF-2, International Center for Diffraction Data, 2011).

Распределение коллоидных частиц по размерам изучалось с использованием прибора Zetasizer Nano (Malvern Instruments, США) методом динамического рассеяния света (динамическое светорассеяние, фотонная корреляционная спектроскопия) с использованием технологии NIBS (неинвазивного обратного рассеяния).

Статические магнитные свойства МНЧ изучались с помощью вибрационного магнитометра «Lake Shore 7410» (Lake Shore Cryotronics Inc., США) в воздушной среде при стандартной температуре.

Исследование накопления коллоидных частиц гидроксида железа в различных органах проводили на крысах-самцах стока Wistar массой 250-275 г, содержащихся в стандартных условиях вивария на полном пищевом рационе, соответственно суточным нормативам питания для данного вида животных, при стандартном суточном свето-темновом режиме.

Опыты проводили, соблюдая принципы гуманного обращения с животными, регламентированные требованиями Европейской конвенции (Страсбург, 1986) по содержанию, кормлению и уходу за подопытными животными, а также выводу их из эксперимента и последующей утилизации. В постановке опытов руководствовались требованиями Всемирного общества защиты животных (WSPA) и Европейской конвенции по защите экспериментальных животных. За 12 часов до начала эксперимента животные подверглись пищевой депривации без ограничения доступа к питьевой воде.

Введение опытного образца суспензии коллоидных частиц гидроксида железа осуществляли однократно в латеральную хвостовую вену в объеме 1,0 мл в концентрации 2 мг/мл [11]. Через 1 час после введения, животные подвергались эвтаназии путем декапитации с предварительной наркотизацией тиопенталом натрия из расчета 50 мг/кг. Производили забор следующих органов: головной мозг, легкие с трахеей, сердце, селезенка, почки, печень. Полученные при некропии органы обескров-

ливались раствором NaCl 0,9%. Полученные образцы лиофилизировались при температуре -50°C при помощи лиофильной сушки ZirBus VaCo 2 (Германия).

Для исследования суммарного распределения атомов железа по органам и возможных фазовых превращений этих атомов мы использовали наиболее информативный в этом случае метод спектроскопии ядерного гамма резонанса (мессбуаэровской спектроскопии). Для того, чтобы существенно повысить чувствительность метода, образцы были обогащены изотопом ^{57}Fe . Степень обогащения была при этом 50%. Мессбуаэровские измерения были выполнены в геометрии поглощения при комнатной температуре на спектрометре фирмы WISSEL. Источником мессбуаэровского излучения был ^{57}Co в матрице Rh активностью 30 мКи (микюри). Полученные из обработки экспериментальных спектров параметры изомерного химического сдвига приводятся относительно стандартного образца $\alpha\text{-Fe}$.

Относительное распределение атомов железа по различным органам мы получали из определения площади по резонансной части спектра. При этом обязательно проводилась нормировка спектров для учета разного количества вещества для разных органов. Дополнительно велся контроль изменения поглощения в зависимости от толщины образца по амплитудному спектру.

Результаты

Состав полученных коллоидных частиц исследовали при помощи метода рентгенодифракционного анализа. Рентгенодифрактограмма приведена на рис. 1, результаты идентификации полученного спектра – в табл. 1. Полученный лиофилизацией коллоидный объект состоит из двух типов гидроксида железа – это гетит ($\alpha\text{-FeOOH}$) и лепидокрокит, одноосновный гидроксид железа (FeOH).

Таблица 1

Результаты определения состава полученных коллоидных частиц

Phase name	Formula
Goethite	$\text{FeO}(\text{OH})$
Lepidocrocite, syn	FeOOH

На рис. 2 показана кривая объемного распределения коллоидных частиц по размерам в суспензии физиологического раствора. Распределение имеет довольно значительную ширину и имеет максимум порядка 7-8 микрометров.

Рис. 3 иллюстрирует магнитные свойства полученных частиц в сравнении со свойствами наночастиц магнетита, ранее полученных авторами [10].

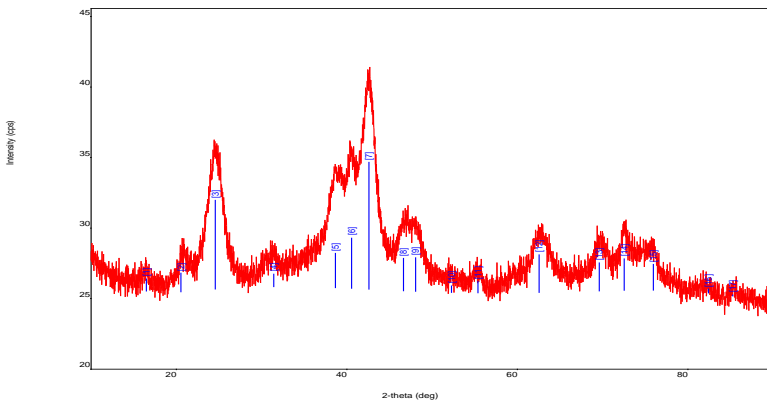


Рис. 1. Рентгенодифрактограмма порошка коллоидных частиц

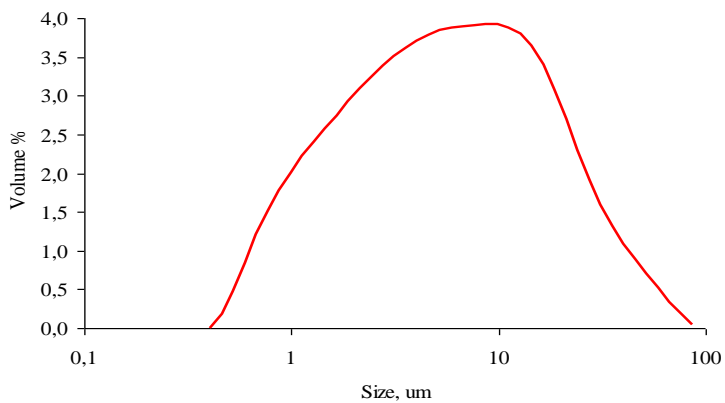


Рис. 2. Распределение коллоидных частиц по размерам

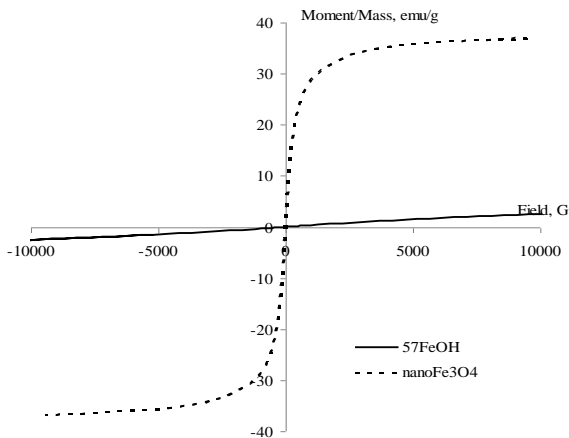


Рис. 3. Кривые намагничивания образцов сухого порошка $^{57}\text{FeOH}$ и наночастиц магнетита

По литературным данным наночастицы гидроксида железа имеют намагниченность насыщения при температуре 25°C на уровне $20 \text{ A m}^2/\text{кг}$ [12], в то время как магнитные жидкости, полученные на основе подобных частиц – $10\text{-}11 \text{ A m}^2/\text{кг}$ [13].

Полученные коллоидные частицы имеют этот параметр на уровне магнитных жидкостей.

Экспериментальные мессбауэровские спектры всех образцов приведены на рис. 4. Здесь же приведены результаты разложения этих спектров на отдельные подспектры, соответствующие атомам железа, находящимся в различных локальных окружениях.

Таблица 2

Относительное содержание атомов железа в образцах

№ п,п	Орган	Относительная доля сигнала от железа	
		1 час	3 часа
1	Печень	0,103	0,213
2	Почки	0,076	0,058
3	Легкие	0,961	1,000
4	Селезенка	0,235	0,103
5	Сердце	0,198	0,151
6	Мозг	0,078	0,091

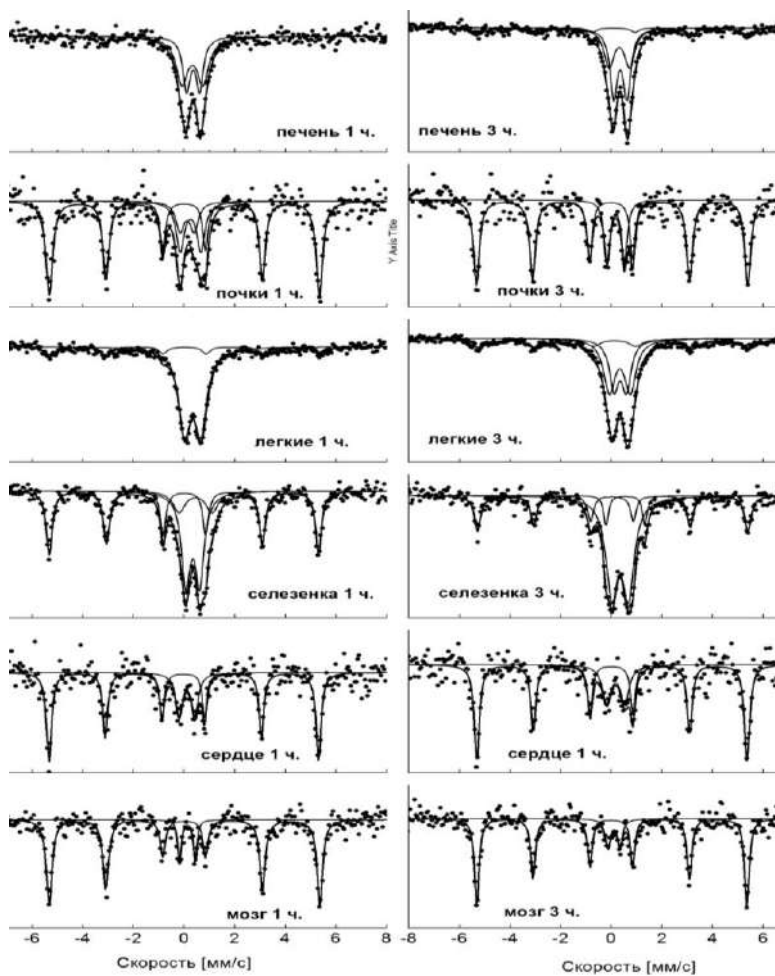


Рис. 4. Экспериментальные мессбауэровские спектры всех образцов (точки) и их разложение на отдельные подспектры (непрерывные кривые)

За единицу принят сигнал, соответствующий максимальному количеству железа (легкие – 3 часа). Эти же данные можно представить в виде гистограммы (рис. 5).

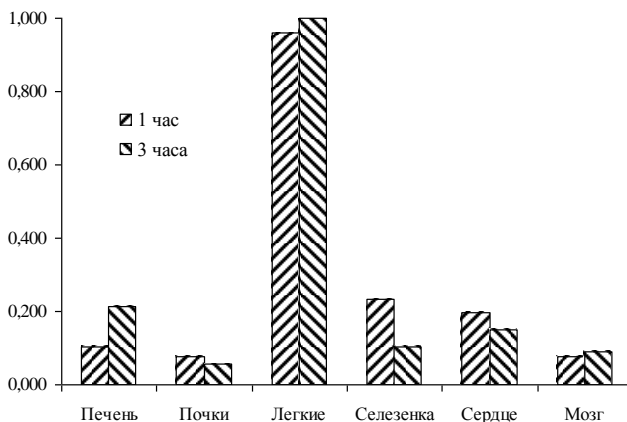


Рис. 5. Гистограмма, показывающая относительное распределение атомов железа в различных органах в зависимости от времени введения препарата

Из результатов разложения спектров на отдельные составляющие видно, что только в образцах печени и легких практически полностью отсутствует железо, находящееся в магнитоупорядоченном состоянии (отсутствие магнитных секстетов). Дублетные подспектры, отвечают атомам железа, входящим в гидроксиды железа, что соответствует результатам рентгенофазового анализа. В остальных образцах характерно наличие дополнительного железа в магнитоупорядоченном состоянии. Сверхтонкие параметры подспектров для этого состояния указывают на то, что железо представлено в виде частиц металлического железа (α -Fe).

По-видимому, частичное восстановление железа до металлического произошло в процессе лиофилизации изъятых органов. Этот факт косвенно подтверждается тем, что большее количество восстановленного элемента наблюдается в органах с меньшими массой и объемом, то есть там, где препарат наиболее доступен для внешней среды.

Выводы

1. Предложена методика оценки содержания различных состояний атомов железа в тканях после системного введения микрочастиц гидроксида железа на основе Мессбауровской спектроскопии.

2. Установлено, что максимальная степень накопления наночастиц гидроксида железа отмечается в легких, а минимальная - в почках и головном мозге.

3. В печени и в легких наблюдается нарастание содержания атомов железа в интервале от 1 до 3 часов после введения микрочастиц, тогда

как в остальных органах, напротив, максимальное содержание железа отмечено через 1 час.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-15-00473).

Работа выполнена на базе оборудования Ресурсных центров Санкт-Петербургского государственного университета «Инновационные технологии композитных наноматериалов», «Рентгенодифракционные методы исследования».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Medical application of functionalized magnetic nanoparticles/ Ito A., Shincai M., Honda H., Kobayashi T. // J. Of Bioscience and Bioengineering, 2005, V. 100. – P. 1–11.
2. Lu A.-H., Salabas E. L., Schuth F. Magnetic nanoparticles: synthesis, protection, functionalization, and application // Angew. Chem. Int. Ed, 2007, V. 46. – P. 1222–1244.
3. Weissleder R., Pittet M. J. Imaging in the era of molecular oncology// Nature, 2008, Vol. 452, N 7187. – P. 580-589.
4. Renal inflammation: targeted iron oxide nanoparticles for molecular MR imaging in mice/ Serkova N. J., Renner B., Larsen B.A. et al.// Radiology, 2010, N 255(2).– P.517-533.
5. Interpretation of the Mössbauer spectra of the magnetic nanoparticles in mouse spleen / M.A.Chuev, V.M.Cherepanov, S.M.Deyev et al // AIP Conf. Proc., 1311, 2010.
6. I. Mischenko, M. Chuev. Biotransformation and metabolism of magnetic nanoparticles in an organism from Mössbauer spectroscopy. Journal of Physics: Conference Series, 345, 2012.
7. Investigating size effects in nanoparticles with Mössbauer and X-ray techniques / R. R. Gabbasov, M. A. Polikarpov, V. M. Cherepanov et al // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, 2015, Vol. 79, Issue 8. – P. 990-993.
8. Mössbauer evidence of $^{57}\text{Fe}_3\text{O}_4$ based ferrofluid biodegradation in the brain / D. Polikarpov, V. Cherepanov, M. Chuev et al // Hyperfine Interactions, April 2014, Vol. 226, Issue 1. – P. 421-430.
9. Mössbauer study of exogenous iron redistribution between the brain and the liver after administration of $^{57}\text{Fe}_3\text{O}_4$ ferrofluid in the ventricle of the rat brain / D. Polikarpov, R. Gabbasov, V/ Cherepanov et al // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2015, Vol. 380. – P. 78–84.
10. Исследование физических свойств и биodeградации наночастиц магнетита in vitro / М.В. Афонин, Н.В. Евреинова, Д.В. Королев и др. // Биотехносфера, 2015, № 2 (38). – С. 32–34.
11. Хабриев Р.У. Руководство по экспериментальному (доклиническому) изучению новых фармакологических веществ.- М.: ОАО "Издательство "Медицина", 2005.– 832 с.
12. Антонов А.Н. Влияние поверхностно-активных веществ на синтез наночастиц гидроксида железа. Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. – М, 2013. – 19 с.
13. Бежанова А. Г. Электрохимическое получение магнетита для синтеза магнитных жидкостей. Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата технических наук.- Иваново, 2011.- 16 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ САМОДИФфуЗИИ В МОНОДИСПЕРСНЫХ ТРЕХМЕРНЫХ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЯХ С УЧЕТОМ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Добросердова А.Б. ^{1,a}, Канторович С.С. ^{a,b}, Ход М. ^b, Самин С. ^г,
Добброу С. ^д, Шмидт А.М. ^д, Готтлиб М. ^в

^aФГАОУ ВО «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина», г. Екатеринбург, Российская Федерация,

^бУниверситет г. Вена, г. Вена, Австрия,

^вУниверситет имени Бен-Гуриона, г. Беэр-Шева, Израиль,

^гУтрехтский университет, г. Утрехт, Нидерланды,

^дУниверситет г. Кельн, г. Кельн, Германия,

E-mail: Alla.Dobroserdova@urfu.ru¹

Аннотация: Наиболее важная область применения магнитных жидкостей – медицина. Это и направленный транспорт лекарств, и лечение раковых опухолей. За эффективное применение феррожидкостей в этой сфере отвечают диффузионные свойства. В данной работе описано поведение самодиффузии в монодисперсных трехмерных ферроколлоидах, исследованное теоретически с помощью теории функционала плотности свободной энергии. Кроме того, разработанная теоретическая модель была расширена на случай магнитной жидкости с дополнительным электростатическим отталкиванием, диффузионное поведение которой было исследовано в натурном эксперименте.

Ключевые слова: магнитная жидкость, цепочечные агрегаты, самодиффузия, электростатическое отталкивание, теория функционала плотности свободной энергии.

THE STUDY OF SELF-DIFFUSION IN MONODISPERSE THREE-DIMENSIONAL MAGNETIC FLUIDS WITH ELECTROSTATIC INTERACTIONS

Dobroserdova A.B. ^{1,a}, Kantorovich S.S. ^{a,b}, Hod M. ^c, Samin S. ^d,
Dobbrow C. ^e, Schmidt A.M. ^e, Gottlieb M. ^c

^aUral Federal University, Ekaterinburg, the Russian Federation,

^бUniversity of Vienna, Vienna, Austria,

^сBen Gurion University, Beersheba, Israel,

^дUtrecht University, Utrecht, the Netherlands,

^еUniversity of Cologne, Cologne, Germany,

E-mail: Alla.Dobroserdova@urfu.ru¹

Abstract: The most important applications of magnetic fluids are medical ones. It is a transport of drugs, treatment of cancers. Diffusive properties are responsible for the effective application in medicine. This work is dealing with self-diffusion behav-

our in monodisperse three-dimensional ferrocolloids studied using density functional approach theoretically. More over, the theoretical model was extended on the case of the magnetic fluids with electrostatic repulsion which were studied by the experiment.

Key words: magnetic fluid, chain aggregates, self-diffusion, electrostatic repulsion, free energy functional theory.



ДОБРОСЕРДОВА Алла Борисовна окончила магистратуру математико-механического факультета Уральского федерального университета в 2011 году. Имеет более 35 публикаций, из которых 5 научных статей в реферируемых журналах, 2 статьи в сборниках научных трудов. В настоящее время является младшим научным сотрудником. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась стипендиями правительства РФ и губернатора Свердловской области для аспирантов, грантами УрФУ для аспирантов, грантом РФФИ для молодых ученых.



КАНТОРОВИЧ Софья Сергеевна в 2004 году защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по теме: «Цепочечные агрегаты в полидисперсных магнитных жидкостях». В настоящее время работает доцентом-исследователем на кафедре математической физики ИМКН УрФУ. Имеет более 50 научных статей в ведущих реферируемых журналах. Научно-исследовательская работа неоднократно поощрялась грантами РФФИ для молодых ученых, грантами Президента РФ для молодых кандидатов наук и другими фондами.

ВВЕДЕНИЕ

Синтезированные магнитные жидкости представляют собой коллоидный раствор мелких ферромагнитных частиц в немагнитном жидкости-носителе [1]. Каждая частица магнитной жидкости покрыта слоем поверхностно-активного вещества, который предохраняет ее от слипания с другими частицами. Магнитные жидкости часто называют феррожидкостями и ферроколлоидами. Ферромагнитные частицы имеют характерный диаметр порядка 10 нм и обладают собственными магнитными моментами.

Воздействие внешнего магнитного поля на ферромагнитные частицы приводит к изменению свойств магнитных жидкостей, которые при этом сохраняют свойство жидкого состояния. Именно это уникальное сочетание способности взаимодействовать с магнитным полем и текучести жидкости представляет основу практического применения феррожидкостей. Магнитные жидкости используются для разработок новых технологий, создания новых конструкций машин и приборов различного назначения [2]. Применение магнитных жидкостей в медицине является одним из самых перспективных приложений. Так, например, феррожидкости используются для направленного транспорта лекарств [3], рентгенокопии [4], лечения раковых опухолей – гипертермии [3,5]. Эффек-

тивное применение феррожидкостей в медицине основано на диффузионных свойствах.

Диффузионное поведение в магнитных жидкостях изучается достаточно давно [6–10]. Однако большинство работ связаны с изучением градиентной диффузии. Кроме того, в моделях, изучаемых в работах [6-9], в изучаемую систему не заложена никакая микроструктура. В работе [10] рассматриваются магнитные жидкости с жесткими цепочечными агрегатами. В рамках данной работы рассматривается самодиффузия в монодисперсных трехмерных феррожидкостях с гибкими цепочечными структурами.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Взаимодействие между двумя частицами, обладающими магнитными моментами, можно точно описать потенциалом магнитного диполь-дипольного взаимодействия [11]:

$$U_{dd}(i, j) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{\langle \vec{m}_i, \vec{m}_j \rangle}{|\vec{r}_{ij}|^3} - \frac{3}{|\vec{r}_{ij}|^5} \langle \vec{m}_i, \vec{r}_{ij} \rangle \langle \vec{m}_j, \vec{r}_{ij} \rangle \right), \quad (1)$$

где \vec{m}_i и \vec{m}_j – магнитные моменты i -ой и j -ой частиц соответственно, \vec{r}_{ij} – вектор, соединяющий центр i -ой частицы с центром j -ой, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Гс/м – магнитная проницаемость вакуума.

Данное взаимодействие характеризуется следующим безразмерным параметром:

$$\lambda = \frac{\mu_0 |\vec{m}|^2}{4\pi k_B T d^3}, \quad (2)$$

который представляет собой отношение магнитной энергии к тепловой ($k_B T$, где k_B – постоянная Больцмана, T – температура).

Потенциал Вика-Чендлера-Андерсена [12] описывает короткодействующее отталкивание между магнитными частицами:

$$U_{WCA}(i, j) = \begin{cases} 4\varepsilon \left[\left(\frac{\sigma}{r_{ij}} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r_{ij}} \right)^6 \right] + \varepsilon, & r_{ij} \leq r_c, \\ 0, & r_{ij} > r_c, \end{cases} \quad (3)$$

где r_{ij} – расстояние между центрами i -ой и j -ой частиц, ε – глубина потенциальной ямы, σ – расстояние, на котором энергия взаимодействия становится равной нулю, r_c – расстояние, на котором «обрезается» потенциал Леннард-Джонса [13].

Особенности потенциала (1) приводят к образованию цепочечных структур в системе. Это связано с тем, что минимум этого потенциала приходится на конфигурацию магнитных моментов «голова-хвост», когда моменты выстроены практически вдоль одной прямой так, что конец одного вектора смотрит на начало другого. Именно поэтому основными структурными единицами в системе являются цепочки из магнитных частиц.

Основу теоретической модели представляет функционал плотности свободной энергии, который для монодисперсной трехмерной магнитной жидкости записывается следующим образом [14]:

$$F_{3D,mono} = k_B T \sum_{n=1}^{\infty} g(n, \rho, \lambda) \left(\ln \frac{g(n, \rho, \lambda) v(n)}{e} - \ln Q(n, \lambda) \right), \quad (4)$$

где $g(n, \rho, \lambda)$ – концентрация цепочечных структур из n магнитных частиц с параметром магнитного диполь-дипольного взаимодействия λ в единице объема системы с объемной долей частиц ρ , $v(n) = v$ – нормировочный объем, который в монодисперсном случае совпадает с объемом частицы, $Q(n, \lambda)$ – статистическая сумма цепочки из n магнитных частиц с параметром λ .

Функционал (4) минимизируется методом неопределенных множителей Лагранжа при наличии массово-балансового ограничения на постоянное число частиц в системе:

$$\frac{\rho}{v} = \sum_{n=1}^{\infty} n g(n, \rho, \lambda). \quad (5)$$

После минимизации функционала (4) при наличии ограничения (5) становятся известными значения для равновесной концентрации цепочек в системе. Эти значения в дальнейшем используются для вычисления коэффициента самодиффузии. Поскольку основными структурными единицами системы являются цепочки, то нужно научиться вычислять коэффициент самодиффузии для них. В работе предложена аппроксимация цепочек из n частиц эллипсоидами с большой полуосью a и двумя малыми полуосями b : $2a = nd, 2b = d$.

Для эллипсоидов известны математические выражения для геометрических множителей, характеризующих степень отклонения эллипсоида от сферы вдоль каждой из полуосей [15]:

$$G_a(k) = \frac{8}{3} \left[\frac{2k}{1-k^2} + \frac{2k^2-1}{(k^2-1)^{\frac{3}{2}}} \ln \frac{k + \sqrt{k^2-1}}{k - \sqrt{k^2-1}} \right]^{-1}, \quad (6)$$

$$G_b(k) = \frac{8}{3} \left[\frac{k}{k^2-1} + \frac{2k^2-3}{(k^2-1)^{\frac{3}{2}}} \ln \left(k + \sqrt{k^2-1} \right) \right]^{-1}, \quad (7)$$

где k – отношение полуосей эллипсоида.

С помощью геометрических множителей (6) и (7) можно получить среднюю подвижность эллипсоида, аппроксимирующего цепочку из k магнитных частиц:

$$\langle M^{3D}(k) \rangle = \left(\frac{G_a(k) + 2G_b(k)}{3} \right)^{-1}. \quad (8)$$

Коэффициент самодиффузии для монодисперсных трехмерных феррожидкостей будет выглядеть следующим образом:

$$D_{3D,mono}(\rho, \lambda) = \frac{1}{\rho} \left(\sum_{n=2}^{\infty} g(n, \rho, \lambda) \langle M^{3D}(n) \rangle v + g(1, \rho, \lambda) v \right). \quad (9)$$

Следует отметить, что коэффициент (9) представляет собой отношение коэффициента самодиффузии системы к коэффициенту самодиффузии одиночной дипольной частицы.

НАТУРНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

Группой экспериментаторов во главе с проф. М. Готлибом был проведен натурный эксперимент, направленный на изучение самодиффузии в монодисперсных магнитных жидкостях. Экспериментаторами исследовались кобальтовые частицы, взвешенные в толуоле. Помимо магнитного диполь-дипольного взаимодействия (1) в системе присутствовало и электростатическое, которое возникало за счет формирования электрических диполей на поверхности частиц путем использования дополнительного поверхностно-активного вещества три-*n*-октилфосфина (tri-*n*-octylphosphine), так называемых полимерных молекул ТОФО (ТОРО), в процессе синтеза частиц. В момент налипания полимерных молекул ТОФО на кобальтовую частицу в немагнитном слое частицы происходила химическая реакция, в результате которой осуществлялось перераспределение заряда молекулы ТОФО. Так, в немагнитном слое скапливался избыточный заряд. На другом конце молекулы ТОФО также скапливался избыточный заряд, но противоположного знака. В резуль-

тате полимерная молекула ТОФО представляла собой электрический диполь, который можно описать теорией сдвинутых диполей [21,22]. За счет магнитного взаимодействия частицы притягиваются друг к другу. Электрические диполи становятся ближе, и между ними возникает электростатическое отталкивание. С ростом концентрации молекул ТОФО количество электрических диполей на поверхностях частиц растет. Это приводит к тому, что диполи все сильнее взаимодействуют, в результате чего между частицами возникает отталкивание, которое приводит к разрушению агрегатов.

Методом динамического рассеяния света экспериментаторами был измерен коэффициент поступательной самодиффузии.

Для интерпретации проведенного натурального эксперимента необходимо учитывать уменьшение эффективного параметра магнитного диполь-дипольного взаимодействия $\lambda^{eff}(\rho, \lambda)$ с ростом объемной доли частиц в системе. Для описания уменьшения параметра можно использовать модель, предложенную экспериментаторами:

$$\lambda^{eff}(\rho, \lambda) = \lambda(1 - P\rho), \quad (10)$$

где параметр P определяется в эксперименте.

Таким образом, подставляя выражение (10) в выражение (9) вместо параметра λ , получится коэффициент самодиффузии для монодисперсной трехмерной магнитной жидкости с электростатическим отталкиванием.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Для коэффициента самодиффузии (9) в монодисперсных трехмерных магнитных жидкостях наблюдается следующее поведение. С ростом объемной доли частиц и с увеличением интенсивности магнитного диполь-дипольного взаимодействия коэффициент самодиффузии убывает. Это убывание объясняется ростом средней длины цепочечных структур с увеличением объемной доли частиц в системе. Магнитное взаимодействие, стимулируя образование устойчивых структур, действует обратное тепловым флуктуациям. Длинным цепочкам тяжелее двигаться в растворах в сравнении с одиночными частицами, поэтому наблюдается убывание коэффициента (9).

В системе с электростатическим отталкиванием наблюдается обратная картина. Ввиду того, что наличие электростатического отталкивания в системе приводит к разрушению агрегатов, то поведение коэффициента самодиффузии качественно меняется. Теперь с ростом объемной доли частиц коэффициент начинает возрастать. Это можно увидеть на рисунке.

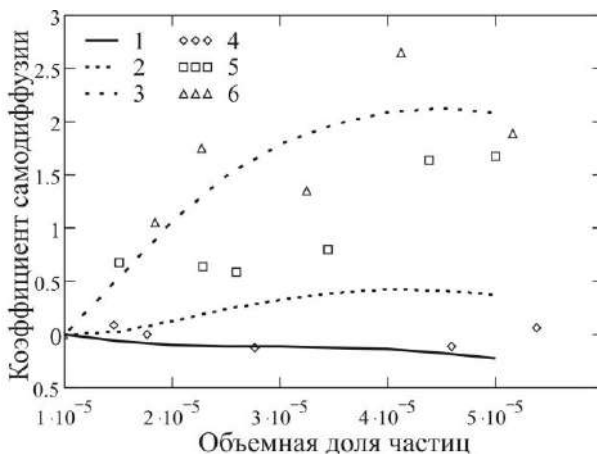


Рис. Коэффициент самодиффузии в монодисперсных трехмерных магнитных жидкостях с учетом электростатического отталкивания в зависимости от объемной доли частиц. Кривые 1-3 – результаты теоретического моделирования: кривая 1 – феррожидкость с параметром магнитного диполь-дипольного взаимодействия $\lambda = 3$, кривая 2 построена для $\lambda = 4$, кривая 3 – для $\lambda = 5$. Символы 4-6 – данные натурального эксперимента: символы 4 выбраны для магнитной жидкости с концентрацией частиц ТОФО 25.4 mM (образец CO-high ТОРО), символы 5 – для концентрации 6.3 mM (образец CO-low ТОРО), символы 6 соответствуют концентрации 12.7 mM (образец CO-med ТОРО).

Таким образом, в монодисперсных трехмерных феррожидкостях наблюдается рост коэффициента самодиффузии с увеличением как объемной доли частиц, так и интенсивности магнитного диполь-дипольного взаимодействия. Однако при добавлении в систему электростатического отталкивания (путем нанесения на частицы дополнительного слоя поверхностно-активного вещества) наблюдается качественно другое поведение: коэффициент самодиффузии возрастает с ростом объемной доли частиц.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (проект 3.12.2014/К), гранта РФФИ мол_а_вед 15-32-20549, гранта Президента РФ для молодых кандидатов наук МК-7131.2015.2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Блум, Э. Я. Магнитные жидкости / Э. Я. Блум, М. М. Майоров, А. О. Цеберс. – Рига: Зинатне, 1989. – 396 с.
2. Anton, I. Application orientated researches on magnetic fluids / I. Anton, I. de Sabata, L. Vékás // J. Magn. Magn. Mater. – 1990. – V. 85. – P.219-226.

3. Lübke, A. S. Clinical applications of magnetic drug targeting / A. S. Lübke, C. Alexiou, C. Bergmann // *Journal of Surgical Research*. – 2001. – V. 95. – P. 200-206.
4. Nanoparticles of magnetic ferric oxides encapsulated with poly(D,L lactide-co-glycolide) and their applications to magnetic resonance imaging contrast agent / S.-J. Lee, J.-R. Jeong, S.-C. Shin et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2004. – V. 272. – P. 2432-2433.
5. Frequency-domain birefringence measurement of biological binding to magnetic nanoparticles / B. Y. Ku, M.-L. Chan, Z. Ma, D. A. Horsley // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2008. – V. 320. – P. 2279-2283.
6. Cichoki, B. Sedimentation and self-diffusion in suspensions of spherical particles / B. Cichoki, B. U. Felderhof // *Physica A*. – 1989. – V. 154, № 4. – P. 213-232.
7. Morozov, K. I. Gradient diffusion in concentrated ferrocolloids under the influence of a magnetic field / K. I. Morozov // *Phys. Rev. E*. – 1996. – V. 53, № 4. – P. 3841-3846.
8. Ilg, P. Anisotropic diffusion in nematic liquid crystals and in ferrofluids / P. Ilg // *Phys. Rev. E*. – 2005. – V. 71. – P. 051407-1-051407-9.
9. Pshenichnikov, A. F. Magnetophoresis, sedimentation, and diffusion of particles in concentrated magnetic fluids / A. F. Pshenichnikov, E. A. Elfimova, A. O. Ivanov // *Journal of Chemical Physics*. – 2011. – V. 134 – P. 184508-1-184508-9.
10. Zubarev, A. Y. On the theory of transport phenomena in ferrofluids. effect of chain-like aggregates / A. Y. Zubarev // *Physica A*. – 2013. – V. 392. – P. 72-78.
11. Парселл, Э. Берклевский курс физики / Э. Парселл – М.: Наука, 1983. – Т. II. Электричество и магнетизм.
12. Weeks, J. D. Role of repulsive forces in determining the equilibrium structure of simple liquids / J. D. Weeks, D. Chandler, H. C. Andersen // *J. Chem. Phys.* – 1971. – V. 54. – P. 5237-5247.
13. Lennard-Jones, J. E. On the determination of molecular fields / J. E. Lennard-Jones // *Proc. R. Soc. Lond. A*. – 1924. – V. 106. – P. 441-462.
14. Zubarev, A. Y. Theory of physical properties of magnetic liquids with chain aggregates / A. Y. Zubarev, L. Y. Iskakova // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. – 1995. – V. 80, № 5. – P. 857-866.
15. Perrin, F. Brownian motion of an ellipsoid – I. dielectric dispersion for ellipsoidal molecules / F. Perrin // *J. Phys. Radium*. – 1934. – V. 5, № 10. – P. 497-511.
16. Kim, S. *Microhydrodynamics: principles and selected applications* / S. Kim, S. J. Karrila – Butterworth-Heinemann Series in Chemical Engineering. – New York, 1991.
17. Brownian motion of an ellipsoid / Y. Han, A. M. Alsayed, M. Nobili et al. // *Science*. – 2006. – V. 314. – P. 626-630.
18. Quasi-two-dimensional diffusion of single ellipsoids: Aspect ratio and confinement effects / Y. Han, A. Alsayed, M. Nobili, A. G. Yodh // *Phys. Rev. E*. – 2009. – V. 80 – P. 011403-1-011403-6.
19. 3D Brownian diffusion of submicron-sized particle clusters / M. Hoffmann, C. S. Wagner, L. Harnau, A. Wittmann // *ACS Nano*. – 2009. – V. 3, № 10. – P. 3326-3334.
20. Zheng, Z. Self-diffusion in two-dimensional hard ellipsoid suspensions / Z. Zheng, Y. Han // *Journal of Chemical Physics*. – 2010. – V. 133. – P. 124509-1-124509-10.
21. Ferrofluids with shifted dipoles: ground state structures / S. Kantorovich, R. Weeber, J. J. Cerdà, C. Holm // *Soft Matter*. – 2011. – V. 7. – P. 5217-5227.
22. Cluster formation in systems of shifted-dipoles particles / M. Klinkigt, R. Weeber, S. Kantorovich, C. Holm // *Soft Matter*. – 2013. – V. 9. – P. 3535-3546.

ЭЛЕКТРОПРОВОДЯЩИЕ НАПОЛНИТЕЛИ ДЛЯ МАГНИТОАКТИВНЫХ ЭЛАСТОМЕРОВ

Бахтияров А.В.¹, Степанов Г.В.¹, Семеренко Д.А.², Стороженко П.А.¹

¹ АО «Государственный научно-исследовательский институт химических технологий элементоорганических соединений»,
г. Москва, Российская Федерация,

²Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана, г. Москва, Российская Федерация,
E-mail: abakhtia@gmail.com¹

Аннотация: Развитие машиностроения изменяет требования к материалам, формулируя более продвинутые задачи. В рамках концепции управляемости свойствами рассматривается группа резиноподобных композитов с ярко выраженной нелинейной зависимостью электропроводности от внешнего магнитного поля. Стоящее на электропроводящих качествах магнитного наполнителя, данное свойство материала оказывается зависящим от подбора наполняющих частиц и состояния их поверхности. Так удельная проводимость образцов порошков карбонильного железа может различаться на порядки. В связи с этим комплекс настоящих исследований посвящен поиску путей разрешения проблемы поверхности, а также увеличению диапазона изменения удельного сопротивления композита. Перечисляются параметры, посредством вариации которых осуществляется поиск наиболее оптимальных составов.

Ключевые слова: магнитоактивный эластомер, управляемость, наполнитель, магнитное поле, нелинейная зависимость, проводимость, сопротивление, поверхность, порошок.

ELECTROCONDUCTIVE FILLERS FOR MAGNETOACTIVE ELASTOMERS

Bakhtiarov A.V.¹, Stepanov G.V.¹, Semerenko D.A.², Storozhenko P.A.¹

¹ State Research Center for Chemical Technologies of Organoelement Compounds, Moscow, Russian Federation,

²Moscow State Technical University after N.E. Bauman,
Moscow, Russian Federation,
E-mail: abakhtia@gmail.com¹

Abstract: Industrial development changes requirements to materials and formulates more advanced tasks. Within the frames of the controllable properties concept, a consideration is given to the group of rubber-like composite materials exhibiting a well-pronounced non-linear dependence of electrical conductivity on the external magnetic field. Based on the electroconductive properties of the magnetic filler, this feature of the composite elastomer is defined by the concrete type of the filler particles and the condition of their surface. So, depending on the sample, values of the

specific conductivity of carbonyl iron powders may differ by orders of magnitude. In connection to this problem, the present scientific work is dedicated to the search for solutions of the surface condition problem as well as the extension of the range of changing of the resistivity of the material caused by the influence of magnetic field. A listing of parameters is given, variation of which is used in optimal compositions searching.

Keywords: magnetoactive elastomer, controllable properties, filler, magnetic field, non-linear relationship, conductivity, resistance, surface, powder.



БАХТИЯРОВ Антон Велитович окончил Российский химико-технологический университет им. Д.И.Менделеева в 1996 году. Имеет 4 научных публикации, в том числе 3 статьи, и 1 патент РФ, 2 статьи в иностранных журналах. В настоящее время в должности младшего научного сотрудника работает в ГНЦ РФ АО «ГНИИХТЭОС» в лаборатории магнитных порошков и пигментов.



СТЕПАНОВ Геннадий Владимирович окончил Московский химико-технологический институт им. Д.И.Менделеева в 1983 году. В настоящее время является начальником лаборатории магнитных порошков и пигментов в ГНЦ РФ АО «ГНИИХТЭОС». Последние годы интенсивно работает в области синтеза и исследования свойств высокоэластичных магнитных композитов, магнитоэластиков, магнитных гелей, магнитореологических и электрореологических эластомеров, феррогелов. Имеет около 70 статей, 8 патентов РФ.



СЕМЕРЕНКО Денис Алексеевич окончил в 2006 году факультет приборостроения Московского государственного университета приборостроения и информатики. В 2011 году защитил диссертацию «Структура и физические свойства пористых пленок, заполненных нематическим жидким кристаллом». Кандидат физико-математических наук. Имеет около 50 научных публикаций, в том числе 20 статей, 5 авторских свидетельств на изобретение и патентов РФ. В настоящее время работает в должности старшего научного сотрудника МГТУ им. Н.Э. Баумана, НИИРЛ, лаборатория лазерных информационных систем. В 2009 году получена стипендия Президента РФ для обучения за рубежом.



СТОРОЖНКО Павел Аркадьевич окончил химический факультет Московского государственного университета в 1973 году. Имеет 295 научных публикаций, в том числе 188 статей и 71 патент РФ. В настоящее время является временным генеральным директором ГНЦ РФ АО «ГНИИХТЭОС». 25 февраля 2011 года присуждена «Премия Правительства Российской Федерации в области науки и техники» за разработку и внедрение научных основ для создания национальной системы безопасного обращения химической продукции.

Давно замечено, что индустриальное развитие тесно сопряжено с наукой о материалах. Совершенствование используемого оборудования и технологий естественным образом порождает запрос на материалы со

свойствами, соответствующими инновационным идеям. В то же самое время сами открытия в области материаловедения нередко подстегивают разработку новых направлений производства и машиностроения. Сегодня, когда на глазах меняется концепция общения человека с машиной и автоматизация нашего быта делает рыбок на качественно более продвинутой уровень, особое внимание привлекают материалы, демонстрирующие неординарное поведение [1]. Часто называемые «умными», они сведены в очень обширное семейство; изучение их выдвигает необходимость уточнить, какой именно набор свойств позволяет отнести данный материал к таковым и что именно является предметом интереса. К примеру, речь может идти о памяти предыстории [2, 3] или способности демонстрировать значительный отклик на относительно малое воздействие [4]. В свете этого настоящая статья посвящена эластомерным композитам с ярко выраженной нелинейной зависимостью свойств от внешнего магнитного поля.

Интерес к этой группе материалов возник в рамках развития робототехники; в то же самое время, утверждение о его предначертанности самой концепцией возможности управлять свойствами не будет ошибкой [3]. На новых этапах своего совершенствования такие области как производство станков, строительство, оборонная промышленность, создание летательных аппаратов, медицина [1] (это далеко не полный перечень) смогут масштабнее раскрыть свой потенциал, будучи снабженными инструментами с продвинутыми возможностями. При этом наиболее часто упоминаемые в обсуждении данной темы актуаторы, сенсоры и демпферы уже концептуально завязаны на материалы с особым набором черт. Так к способности выдерживать большие нагрузки без разрушения или значительного ухудшения основных свойств прибавляется и требование возможности обратимо, быстро и в значительном диапазоне изменять свои параметры при внешнем магнитном поле и механическом воздействиях. Использование в качестве рабочего тела жидкостей или газов, поли- и монокристаллических субстанций или стекол вряд ли бы позволило справиться с поставленной задачей. В то же самое время эластичные резиноподобные композиты, приготовленные на основе мягкого полимера и магнитного наполнителя, хорошо удовлетворяют выдвигаемым требованиям.

Необычная зависимость поведения от приложенного внешнего магнитного поля определила данную группу материалов как магнитоактивные эластомеры (МАЭ). В то же самое время особый интерес представляют те из них, которые демонстрируют управляемую проводимость электрического тока – так называемый магниторезистивный эффект [5]. Основной их чертой является способность на порядки «ронять» удельное

сопротивление при приложении магнитного поля в сопровождении механического воздействия или без него. Данное свойство обусловлено «устройством» композитного материала, то есть распределением в эластичной полимерной матрице электропроводных магнитных частиц [6, 7] и спецификой, с которой эти частицы могут перемещаться внутри полимера [3]. В то время как простое механическое воздействие в зависимости от геометрии распределения нагрузки только смещает частицы ближе друг к другу, вызывая их соприкосновение и давая тем самым возможность для увеличения проводимости, внешнее магнитное поле индуцирует в них дипольные моменты, делая их способными участвовать в диполь-дипольном взаимодействии. Выстраиваясь вдоль поля, диполи образуют нитеподобные структуры [4, 8], что также значительно увеличивает проводимость материала. Вызываемая при этом внутренняя деформация матрицы выражается в виде изменения внешних геометрических параметров образца МАЭ [3, 6]. Внутреннее же состояние материала описывается балансом сил взаимодействия диполей с магнитным полем, диполей между собой и упругих свойств полимера [6].

При всем соответствии материала выдвинутым требованиям, его созданию и применению также сопутствуют объективные технологические проблемы, основная из которых заключается в том, что их проводящая способность увеличивается пропорционально содержанию электропроводных частиц, объемная доля которых не может превышать некоторого уровня без значительных потерь в эластичности и прочности, что обуславливает необходимость поиска альтернативных путей увеличения проводимости и диапазона ее изменения у МАЭ. Другая проблема, возникающая на пути производства эластомеров вырастает из состояния поверхности проводящего наполнителя. В частности, способность порошка карбонильного железа – одного из наиболее подходящих по своим проводящим и магнитным качествам, а оттого наиболее употребимых наполнителей [6] – проводить электрический ток сильно зависит от степени окисленности поверхности частиц, уменьшающей нужное свойство на порядки. Попытки решения этих двух проблем приводят к следующим направлениям. Первое базируется на использовании смешанных наполнителей, где в порошок карбонильного железа вводится новая более высокопроводящая компонента, возможно немагнитная. Второе состоит в вариации геометрических форм и размеров проводящих частиц и конфигураций их расположения внутри образца МАЭ. Третье заключается в разработке методов модификации поверхности проводящих магнитных частиц, в частности, путем их покрытия другими металлами. Наконец, в четвертом направлении варьируется состав проводящих частиц как посредством использования изначально приго-

товленных сплавов, так и создания частиц с комбинированным составом через наклеп или наклеп с последующим помолом.

Несмотря на то, что целостная картина еще находится в процессе создания и исследования продолжают по всем четырем отмеченным направлениям, возможность говорить о предварительных результатах все же существует. Так, из приведенных в табл. 1 отношений удельных сопротивлений образцов при нулевом поле и в поле 0,335 Тл (ток постоянный) видно, как эффективность образца МАЭ зависит от состава смешанного наполнителя, а также размера его частиц и их ориентации, задаваемой при полимеризации матрицы.

В дополнение к этому на представленном ниже рисунке сравниваются полевые зависимости удельных сопротивлений трех образцов (ток переменный, 25 кГц), различающихся составом или распределением частиц наполнителя в матрице. Интересно заметить, влияние состава и ориентации частиц в объеме полимера отражается на конфигурации петли гистерезиса, но не на ее появлении.

Таблица 1

Отношение величин удельного сопротивления образца при нулевом поле и в магнитном поле 0,335 Тл в зависимости от размера и ориентации частиц наполнителя и состава образца

Состав образца	Ориентация	Размер, мкм	ρ_0 / ρ_B ($I = \text{const}$)
Fe 40% мас. Ni 40% мас.	Анизотропный	2÷5	$4,9 \cdot 10^3$
Ni 80% мас.	Изотропный	2÷5	$3,5 \cdot 10^4$
Fe 82% мас.	Изотропный	40÷60	$>5,8 \cdot 10^5$

Следует сказать, что попытки варьирования состава наполнителя путем введения иных компонент также проводились для графита, пермаллоя и сплава Fe-Nd-B [5]. Однако в настоящее время имеющиеся наработки находятся на стадии осмысления и не позволяют сделать однозначных выводов.

Особый интерес представляет разработка технологий нанесения металлических покрытий на частицы наполнителя; в рамках настоящих исследований это новое направление. Данный процесс подчас трудоемок и требует особого подхода для каждого конкретного наполнителя. При этом весьма обещающими оказались результаты по электрохимическому никелированию порошка карбонильного железа, что позволило снять проблему с окисленностью его поверхности.

Никелирование порошка карбонильного железа проводилось в условиях, обычно применяемых при никелировании крупных предметов. В качестве электролита был взят насыщенный раствор сульфата ни-

келя с добавлением хлорида натрия и борной кислоты; температура комнатная, pH 4-5. Плотность тока на пятне покрываемого никелем железа составляла 2,5 А/дм². Перемешивание порошка осуществлялось механически, после чего проводилось его осаждение посредством магнита. В табл. 2 приводятся значения сопротивлений образцов порошков карбонильного железа до и после нанесения никеля.

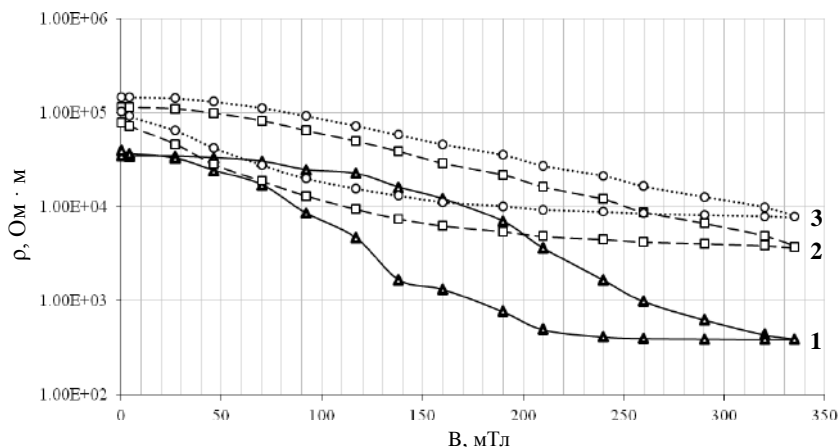


Рис. Зависимости удельных сопротивлений образцов МАЭ от внешнего магнитного поля: 1. Fe медненное (Cu, 8% мас.), 40-60 мкм. Изотропн. 2. Fe/Ni смесь (50% мас.), 2-5 мкм. Изотропн. 3. Fe/Ni смесь (50% мас.), 2-5 мкм. Анизотропн. Ток переменный с частотой 25 кГц. Поле нарастает по верхней линии петли гистерезиса и спадает по нижней.

Таблица 2

Параметры частиц исходных материалов и сопротивления образцов порошков карбонильного железа до и после нанесения никеля

Исходный материал	Размер частиц, мкм	Исходное сопротивление, Ом	Сопротивление продукта, Ом
Fe дробленое в пропанол, пластинчаое	2÷5	20	0,2
Fe крупное, сферическое	40÷60	$5÷13 \cdot 10^3$	0,2÷0,4

Измерения сопротивления делались для стандартизированных количеств порошков, взятых в оправу так, что геометрические параметры их объемов оставались постоянными: 5 мм в диаметре и 3 мм по высоте. Сила давления, создаваемая торцевыми электродами и направленная соосно столбику образца, была приблизительно эквивалентна приложению груза в 1,5 кг. Как показывают результаты, сопротивление продук-

та не зависит ни от размера и формы исходных частиц, ни от степени окисленности их поверхностей.

Выше упоминалось, что помимо железа в качестве наполнителей могут рассматриваться и другие материалы. Так среди наработок имеются и предварительные результаты по нанесению никеля на пластинчатый графит. Однако эти опыты пока имели сугубо прицелочный характер. В будущем же планируется расширить набор металлов и порошков для производства новых наполнителей магнитных композитов.

Наряду с этим недавно были начаты исследования по разработке метода приготовления образцов МАЭ с наполнителем, полученным путем совместного помолла различных металлов в разных пропорциях. В результате серии проведенных экспериментов с карбонильными порошками железа и никеля ожидалось получение частиц с переменным составом, получившимся посредством диффузии во время интенсивной механической обработки. Несмотря на явно ненулевые результаты опытов, их осмысление, равно как и оценка перспективности данного направления, находится в числе шагов для совершения в ближайшем будущем.

Работа представлена при поддержке гранта РФФИ 16-53-12009

СПИСОКЛИТЕРАТУРЫ

1. **Kaleta J., Lewandowski D., Mech R., and Zajac P.** Institute of Materials Science and Applied Mechanics, Wroclaw University of Technology. //Poland. Metal, Ceramic and Polymeric Composites for Various Uses. Chapt. 24, p.475-505.
2. **Nikitin L. V., Stepanov G. V., Mironova L. S., Gorbunov A. I.** J. Magn. Magn. Mater. 272-276, 2004. – p.2072-2073.
3. **Stepanov G. V., Borin D. Yu., Raikher Yu. L., Melenev P. V. and Perov N. S.** Motion of ferro-particles inside the polymeric matrix in magnetoactive elastomers. //J. Phys.: Condens. Matter 20, 2008. – 204121.
4. **Stepanov G., Borin D., Odenbach S.** Magnetorheological effect of magneto-active elastomers containing large particles. 11th Conference on Electrorheological Fluids and Magnetorheological Suspensions. //Journal of Physics: Conference Series 149, 2009. – 012098.
5. **Stepanov G. V., Semerenko D. A., Bakhtiiarov A. V., Storozhenko P. A.** J. Supercond. Nov. Magn., 2013. – p.1055-1059.
6. **Gundermann T., Günther S., Borin D. and Odenbach S.** A comparison between micro- and macro-structure of magnetoactive composites. 13th Int. Conf. on Electrorheological Fluids and Magnetorheological Suspensions (ERM2012). //Journal of Physics: Conference Series 412, 2013. – 012027.
7. **Günther D., Borin D. Yu., Günther S. and Odenbach S.** X-ray micro-tomographic characterization of field-structured magnetorheological elastomers. //Smart Mater. Struct. 21, 2012. – 015005.
8. **Melenev P., Raikher Yu., Stepanov G., Rusakov V. and Polygalova L.** Modeling of the Field-Induced Plasticity of Soft Magnetic Elastomers. //Journal Of Intelligent Material Systems and Structures, 22, April 2011. – p.531-538.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СВОБОДНОЙ КОНЦЕНТРАЦИОННОЙ КОНВЕКЦИИ В МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЯХ

Иванов А.С.¹, Полежаева Е.А.², Бушуева К.А.¹,

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт механики сплошных сред УрО РАН, г. Пермь, Россия,

E-mail: lesnichiy@icmm.ru

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Пермский государственный национальный исследовательский университет», г. Пермь, Россия.

Аннотация: Концентрационное расслоение под воздействием магнитного поля способно нарушить механическое равновесие в магнитных жидкостях, что приводит к появлению концентрационной конвекции. В предлагаемой статье рассматривается свободная концентрационная конвекция в жидкости, претерпевающей фазовое превращение первого рода. Численное моделирование конвекции позволяет сопоставить результаты вычисления с физическим экспериментом. Моделирование конвективных течений производится в рамках трех различных теорий фазового перехода. Сопоставление результатов вычислений с физическим экспериментом позволяет выделить теорию фазового перехода в ферроколлоидах, наиболее удачно описывающую реальные свойства магнитных жидкостей.

Ключевые слова: магнитная жидкость, концентрационная конвекция, магнитофорез, седиментация, фазовый переход, численное моделирование.

COMPUTER SIMULATION OF NATURAL SOLUTAL CONVECTION IN MAGNETIC FLUIDS

Ivanov A.S.¹, Polezhaeva E.A.², Bushueva K.A.¹,

¹ Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Perm, Russia,

E-mail: lesnichiy@icmm.ru

²Perm State University, Perm, Russia.

Abstract: Concentration stratification of magnetic fluids under the action of external magnetic field can cause solutal convection due to the fact that mechanical equilibrium in the system becomes unstable. The recent paper is devoted to the study of natural solutal convection in ferrocolloids undergoing first-order phase transition. Numeric simulation of convection affords to compare computational results with physical experiment. Simulation of convective flows was made in the framework of three different theories of first-order phase transition in magnetic fluids. The comparison between several simulations and physical experiment helps to choose the one theory which fits experimental data the best way.

Key words: magnetic fluids, solutal convection, magnetophoresis, sedimentation, phase transition, computer simulation.



ИВАНОВ Алексей Сергеевич окончил ПГУ по специальности «Радиофизика» в 2006 году. В 2011 году защитил диссертацию на соискание ученой степени к.ф.-м.н. по теме «Магнитофорез и диффузия коллоидных частиц в тонком слое магнитной жидкости». В настоящее время является н.с. лаборатории «Динамики дисперсных систем» ИМСС УрО РАН.



ПОЛЕЖАЕВА Екатерина Андреевна, бакалавр (2016 г.) ПГУ по специальности «Радиофизика».



БУШУЕВА Кристина Андреевна окончила ПГПУ в 2007 году. В 2015 защитила диссертацию на соискание ученой степени к.ф.-м.н. по теме «Деформация горизонтального слоя феррожидкости на жидкой подложке в магнитном поле». В настоящее время является м.н.с. лаборатории «Динамики дисперсных систем» ИМСС УрО РАН.

Введение

Как известно, под конвекцией в наиболее широком смысле этого слова понимается объемное или поверхностное течение жидкости или газа, вызванное нарушением механического равновесия [1] в системе. Традиционно в жидкостях и газах конвекция инициируется созданием неоднородного поля температуры, что приводит к появлению объемных течений в жидкости под действием Архимедовых сил, стремящихся перемешать среду и сделать ее однородной по температуре. Другой типичной причиной конвекции являются поверхностные эффекты, связанные с действием сил межфазного поверхностного натяжения (капиллярная конвекция, конвекция Марангони [2]). Помимо перечисленного, в магнитной жидкости возможны еще два дополнительных механизма, способных вызвать макроскопические конвективные течения по всему объему коллоида.

Во-первых, это термомагнитная конвекция в магнитном поле. Суть этого явления заключается в том, что кроме архимедовых сил, типичных для всех жидкостей, в магнитных жидкостях важную роль играет зависимость равновесной намагниченности от температуры, приводящая к термомагнитной конвекции во внешнем магнитном поле. Благодаря высоким значениям пиромагнитного коэффициента интенсивность термомагнитной конвекции может многократно превышать интенсивность конвекции гравитационной. Термомагнитная конвекция в магнитных жидкостях хорошо изучена, хотя и имеет сложное проявление, так как

может подавляться или интенсифицироваться внешним магнитным полем в зависимости от конкретной ситуации (например, [3]-[6]).

Во-вторых, в магнитных коллоидах возможна концентрационная конвекция, обусловленная пространственным расслоением коллоида по концентрации частиц. Вопрос о концентрационной конвекции в магнитных жидкостях считается обычно неактуальным по причине малости характерных размеров полости (доли миллиметра в большинстве устройств и механизмов, в которых используется магнитная жидкость) и, главное, отсутствия внешних источников примеси вследствие непроницаемости границ для коллоидных частиц. В этих условиях никаких стационарных изотермических течений быть не может. Тем не менее, нестационарные течения могут быть реализованы несколькими способами [7], [8]. Благодаря сильному концентрационному расслоению жидкости в магнитном поле удастся получить различные, в том числе инверсные по отношению к барометрическому, распределения частиц по объему жидкости. Расслоение жидкости во внешнем магнитном поле обусловлено действием магнитофореза – дрейфа коллоидных частиц в область с наибольшей напряженностью магнитного поля. Однако максимальной степени расслоения конкретной жидкости в данном поле можно добиться в том случае, если жидкость претерпевает фазовый переход первого рода вида «газ-жидкость». В случае фазового расслоения концентрированные капельные агрегаты также увлекаются магнитофоретической силой в область с наибольшей напряженностью поля, но процесс этот происходит в тысячу раз быстрее, чем в случае, когда фазового расслоения не наблюдается [7]. После окончания процесса расслоения система находится в динамическом равновесии, однако после выключения внешнего магнитного поля механическое равновесие в жидкости нарушается, так как исчезает магнитофоретическая сила. Это приводит к появлению сильных конвективных течений [8], являющихся предметом исследования в данной статье.

Предлагаемая статья содержит материал о численном моделировании собственных оригинальных экспериментальных исследованиях [8] изотермической концентрационной конвекции в сильно стратифицированных жидкостях под действием гравитационного поля.

Численное моделирование

Целью численного моделирования концентрационной конвекции было получение новой информации о фазовом переходе первого рода в магнитных жидкостях. Суть научной проблемы в изучении фазового перехода заключается в том, что на сегодняшний день создано значительное количество теоретических и численных работ (например, [9]-[14]), посвященных исследованию фазовой диаграммы магнитных жидкостей,

которые никак не подвергаются экспериментальной проверке и обоснованию. Более того, предсказания этих теорий (степень расслоения, концентрация коллоидных частиц в капельных агрегатах и т.п.) фазового перехода отличаются друг от друга в 2 и более раз. Такое расхождение в предсказаниях объясняется тем, что в упомянутых работах использованы различные модели магнитной жидкости и по-разному учтены магнитодипольные, ван-дер-ваальсовы, стерические межчастичные взаимодействия, а также использованы различные модели эффективного магнитного поля, действующего внутри жидкости. Все эти факторы в совокупности приводят к тому, что фазовые диаграммы магнитной жидкости, приведенные в работах [9]-[14], сильно отличаются друг от друга.

Чтобы выделить из существующих работ ту, которая наиболее удачно описывает реальные магнитные жидкости, нами было проведено численное моделирование физического эксперимента по изучению концентрационной конвекции (см. рис. 1).

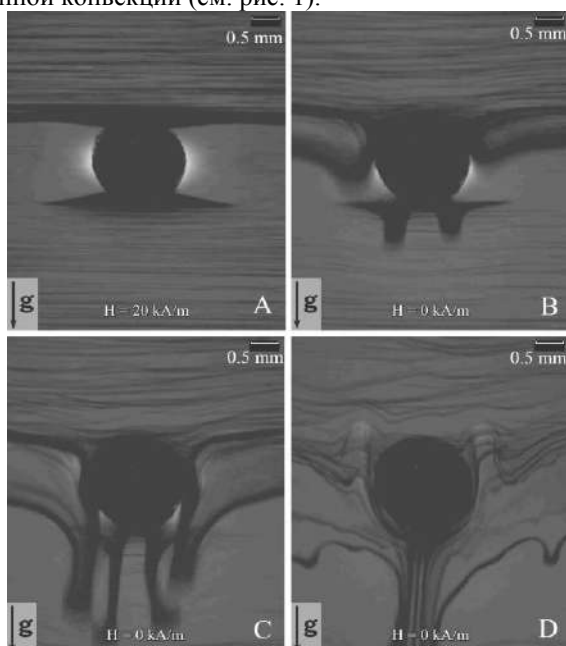


Рис. 1. Физический эксперимент, демонстрирующий конвективные течения в магнитной жидкости, помещенной в вертикальную ячейку Хеле-Шоу. Изначально (А) капельные агрегаты вытянуты вдоль горизонтальных силовых линий магнитного поля в окрестности ядра магнитной конденсации – диамагнитного диска. Развитие конвективных струй показано кадрами, снятыми через 0.39 с (В), 0.79 с (С), 2.24 с (D) после выключения магнитного поля [8].

Для корректного сравнения результатов физического и численного экспериментов необходимо представлять данные в безразмерном виде. В качестве безразмерных параметров задачи были выбраны числа Рейнольдса Re и Релея Ra . Степень влияния концентрационного поля на конвекцию определяется величиной концентрационного числа Релея $Ra = g\beta(\Delta\varphi)L^3/(vD)$, где L – характерный размер полости с жидкостью (толщина ячейки Хеле-Шоу в эксперименте), φ – объемная доля (концентрация) магнетита, $\Delta\varphi$ – характерный перепад концентрации, g – ускорение свободного падения, $\beta = (1/\rho)(\Delta\rho/\Delta\varphi)$ – концентрационный коэффициент плотности, D, v, ρ – коэффициент диффузии, кинематическая вязкость и плотность жидкости, соответственно. Интенсивность конвективного течения характеризуется числом Рейнольдса $Re = vL/\nu$, где v – скорость струи.

Численное моделирование физического эксперимента (рис. 1) заключалось в решении двухгидродинамической задачи о течении двух несжимаемых, несмешиваемых жидкостей при наличии поверхностного натяжения на межфазной границе, с учетом диффузионного механизма массопереноса коллоидных частиц в обеих жидкостях. Система уравнений представима в следующем виде:

$$\rho_i \left(\frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t} + (\mathbf{v}_i \nabla) \mathbf{v}_i \right) = \nabla p + \eta \Delta \mathbf{v}_i + \rho_i \mathbf{g},$$

$$\rho_i(\varphi) = (\rho_M - \rho_k)\varphi_i(x, y, z) + \rho_k,$$

$$\frac{\partial \varphi_i}{\partial t} + (\mathbf{v}_i \nabla) \varphi_i = D \Delta \varphi_i,$$

$$\eta(\varphi) = \eta_0 [1 + 0.75\varphi(\gamma_m - \varphi)],$$

где $i = 1, 2$ – индекс «газовой» и «жидкой» фазы расслоившегося магнитного коллоида, ρ, ρ_M, ρ_k – плотность жидкости, магнетита и керосина соответственно, p – давление, η, η_0 – динамическая вязкость магнитной жидкости и жидкости-носителя (керосин) соответственно, $\gamma_m = 0.605$ – коэффициент плотной упаковки коллоидных частиц. Первое уравнение – уравнение Навье-Стокса, второе учитывает зависимость плотности жидкости от концентрации коллоидных частиц, третье уравнение – диффузионное уравнение для коллоидных частиц, и последнее уравнение – аппроксимация Чонга-Христиансена, описывающая концентрационную зависимость вязкости.

Система уравнений решалась в пакете OpenFOAM с помощью оригинального решателя (опубликован для свободного использования <https://github.com/alfield37/OpenFOAM-2.3.x>). Вычисления проводились

в рамках трех наиболее поздних работ [12]-[14]. Результаты вычислений представлены на рис. 2.

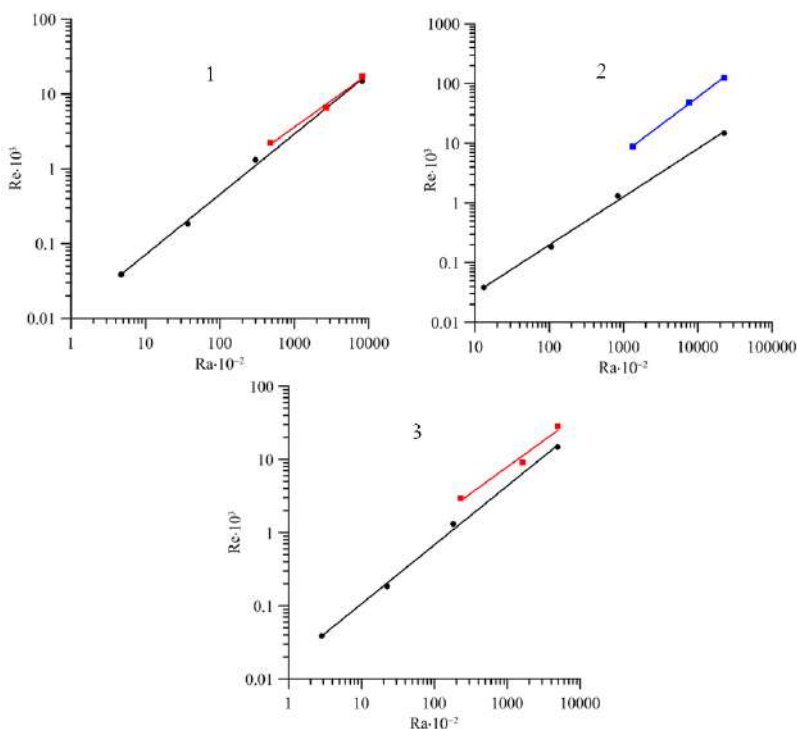


Рис. 2. Сопоставление результатов физического и численного экспериментов, выполненных в рамках трех моделей фазового перехода первого рода 1 [13], 2 [12], 3 [14] в координатах $Re-Ra$.

Как видно из графиков, представленных на Рис. 2, наиболее достоверно результаты физического эксперимента описываются моделью фазового перехода первого рода, опубликованной в работе [13].

Благодарности

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 14-01-96007, 16-01-00517).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. //М.: Наука, 1986. – с.22-24.
2. Зуев А.Л., Костарев К.Г. Концентрационно-капиллярная конвекция вблизи поверхности пузырька в горизонтальном слое неоднородного раствора жидкостей // Конвективные течения..., 2003, с.123-139.
3. Blum E.Ya. Heat and mass transfer in MHD flow past bodies // Magnetohydrodynamics, 1970. Vol. 6, No. 2, p. 212-218.

-
4. Bozhko A.A., Putin G.F. Magnetic action on convection and heat transfer in ferrocolloid // *Indian Journal of Engineering and Materials Science*, 2004. Vol. 11, p. 309-314.
 5. Suslov S.A., Bozhko A.A., Sidorov A.S., Putin G.F. Thermomagnetic convective flows in a vertical layer of ferrocolloid: Perturbation energy analysis and experimental study // *Phys Rev. E*. 86, 016301.
 6. Sidorov A.S. The influence of an oblique magnetic field on convection in a vertical layer of magnetic fluid // *Magneto hydrodynamics*, 2016. Vol. 52, No. 1, 223-234.
 7. Ivanov A.S., Melenev P.V. Isothermal vortex flows in the vicinity of ferro- and diamagnetic condensation cores in magnetic fluids undergoing first-order phase transition // *Physics of Fluids*, 2014. Vol. 26. 112001-15.
 8. Ivanov A.S., Pshenichnikov A.F. On natural solutal convection in magnetic fluids // *Physics of Fluids*, 2015. Vol. 25. 092001-8.
 9. Cebers A.O. Thermodynamic stability of magnetofluids // *Magneto hydrodynamics*, 1982. Vol. 18, p. 137.
 10. Sano K., Doi M. Theory of agglomeration of ferromagnetic particles in magnetic fluids // *J. Phys. Soc. Jpn.*, 1983. Vol. 52., 2810.
 11. Morozov K.I. Antiferromagnetic model of agglomeration of a magnetic fluid // *Magneto hydrodynamics*, 1987. Vol. 23. p. 37.
 12. Buyevich Yu.A., Ivanov A.O. Equilibrium properties of ferrocolloids // *Physica A*, 1992. Vol 190, p.276.
 13. Pshenichnikov A.F., Mekhonoshin V.V. Phase separation in dipolar systems: numerical simulation // *JETP Lett.*, 2000. Vol. 72. p.182
 14. Iskakova L. Yu., Smelchakova G.A., Zubarev A.Yu Condensation phase transitions in ferrofluids // *Phys. Rev.*, 2009. Vol. 79, p. 011401-7.
 15. Krutikova E., Ivanov A.O. The role of van der Waals forces in ferrofluid phase separation // *Physics Procedia*, 2010. Vol. 9, p. 49-53.

О ПРИМЕНИМОСТИ МЕТОДОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ ДВУХФАЗНЫХ НЕСМЕШИВАЮЩИХСЯ ЖИДКОСТЕЙ

Лашко А.В.¹, Резникова М.П., Газарян А.В., Чирков В.А.
ФГБОУВО «Санкт-Петербургский государственный университет»,
г. Санкт-Петербург, Россия,
E-mail: a.v.lashko@gmail.com¹

Аннотация: В работе описаны два основных метода, позволяющих проводить моделирование движения границы двухфазной среды под действием внешних полей, и рассмотрено их применение для исследования процессов электродеформации капель воды под действием электрического поля. Проведены сравнение результатов, получаемых на основе этих двух методов, и их верификация по оригинальным экспериментальным данным. Представлена оценка погрешности расчётных данных, а также предложена идея определения коэффициента межфазного натяжения на основе сравнения расчётных и экспериментальных результатов.

Ключевые слова: электрокоалесценция, электродеформация, конечно-элементное моделирование, метод фазовой функции, метод подвижной границы.

ABOUT THE APPLICABILITY OF METHODS FOR MODELING OF TWO-PHASE IMMISCIBLE FLUIDS

Lashko A.V.¹, Reznikova M.P., Gazaryan A.V., Chirkov V.A.
St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia,
E-mail: a.v.lashko@gmail.com¹

Abstract: The paper presents two main methods for simulation of the motion of the interface between two-phase medium under the effect of external fields and considers their application to the investigation of electrodeformation of a water drop under the effect of the electric field. The comparison of the simulation results observed using the methods as well as the verification by the original experimental data is presented. The estimation of an inaccuracy is made and an idea how to measure the surface tension coefficient basing on the comparison between numerical and experimental results is suggested.

Keywords: electrocoalescence, electrodeformation, finite-element method, phase field method, arbitrary Lagrangian–Eulerian method.



ЛАШКО Александр Викторович окончил бакалавриат ОмГУ в 2015 году. В настоящее время является магистрантом в СПбГУ.



РЕЗНИКОВА Марина Павловна окончила бакалавриат ОмГУ в 2015 году. В настоящее время является магистрантом в СПбГУ.



ГАЗАРЯН Альберт Владимирович окончил бакалавриат СПбГУ в 2016 году. Имеет 3 научные публикации.



ЧИРКОВ Владимир Александрович окончил Санкт-Петербургский государственный университет в 2009 году. В 2013 году защитил диссертацию на соискание степени Ph.D. СПбГУ (физика) по теме «Влияние механизмов зарядообразования на структуру электрогидродинамических течений в сильнонеоднородных электрических полях». В настоящее время является старшим преподавателем, Ph.D. СПбГУ (физика) Санкт-Петербургского государственного университета. Научно-исследовательская работа в области электрогидродинамики поощрялась грантами РФФИ.

Введение

Движение границы между двумя несмешивающимися жидкостями под действием внешних полей представляет собой очень важную задачу, которая, в частности, включает в себя деформацию и объединение капель проводящей жидкости под действием электрических полей, а также движение и деформацию ферромагнитных жидких сред. Компьютерное моделирование подобных процессов представляет собой весьма сложную задачу ввиду резкого изменения свойств жидкости на границе раздела двух фаз и из-за того, что внешняя сила (со стороны электрического или магнитного поля) также действует в узком слое жидкости или даже на поверхности интерфейса.

Для моделирования подобных задач, описывающих поведение двухфазных сред и позволяющих отслеживать положение в пространстве межфазной границы, существуют несколько основных методов – метод подвижной границы (в англ. литературе – “arbitrary Lagrangian–Eulerian method” или “moving mesh” [2]) и метод фазовой функции, который в свою очередь имеет две реализации: “Level Set” [3] и “Phase Field” [4, 5]. Поскольку реализация “Phase Field” является численно более стабильной, то далее при моделировании методом фазовой функции будет использоваться именно она.

Метод подвижной границы зарекомендовал [6, 7] себя в области описания движения капли жидкости и её деформации, но он оказывает

ся неприменим для решения задач, в которых возможен процесс объединения двух объёмов одинаковой жидкости (например, при изучении т.н. электрокоалесценции). Использование же метода фазовой функции позволяет описать процесс объединения двух капель, однако его применение сопряжено с множеством особенностей, одной из которых является введение искусственной области (называемой интерфейсом), в пределах которой происходит плавное изменение свойств жидкости. С одной стороны, подобное размывание свойств даёт возможность провести моделирование методом конечных элементов, но, с другой стороны, достоверность полученного решения при использовании данного подхода требует тщательной проверки и обоснования.

Ввиду вышеизложенного актуальной задачей является сравнение результатов, получаемых при использовании разных методов моделирования, и их верификация по экспериментальным и аналитическим данным. Настоящая работа включает в себя: описание методик компьютерного моделирования с последующим анализом полученных результатов, сравнение экспериментальных данных с формулой Тейлора и данными, полученными с помощью компьютерного моделирования, а также предложение идеи нового метода определения коэффициента межфазного натяжения. Исследование проводится на основе изучения процессов деформации капли воды, взвешенной в жидком диэлектрике, под действием электрического поля.

Математическая модель

Модель представляет собой кювету, заполненную жидким диэлектриком, в объёме которого находятся капли воды. На всю двухфазную среду действует электрическое поле, в результате чего внутри проводящей капли происходит разделение заряда, что, в свою очередь, приводит к её деформации или, при наличии поблизости другой капли, к их электрокоалесценции (рис. 1).

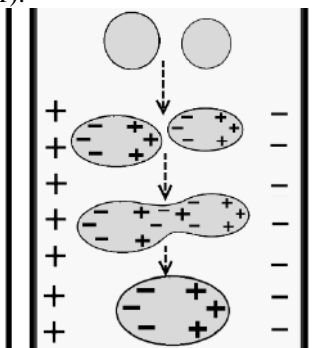


Рис. 1. Схематическое изображение деформации и объединения капель воды под действием электрического поля

Движение жидкости описывается уравнениями Навье-Стокса:

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho(\vec{v} \nabla) \vec{v} = \nabla(-P + \eta \nabla \vec{v}) + \rho \vec{g} + \vec{f}_{st} + \vec{f}_e \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \vec{v} = 0, \quad (2)$$

где ρ – плотность жидкости, \vec{v} – поле скоростей в объёме, t – время, P – давление, η – вязкость, \vec{g} – ускорение свободного падения, \vec{f}_{st} – сила поверхностного натяжения, \vec{f}_e – дополнительная внешняя сила, которая будет описана ниже.

Отслеживание положения границы двух фаз (в реализации “Phase Field”) осуществляется при помощи решения следующей системы уравнений:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla(\vec{v} \phi) = \nabla \lambda \chi \nabla \psi \quad (3)$$

$$\lambda = \frac{2\varepsilon_{pf}\gamma}{\sqrt{8}} \quad (4)$$

$$\psi = -\nabla \varepsilon_{pf}^2 \nabla \phi + (\phi^2 - 1)\phi + \frac{\varepsilon_{pf}^2}{\lambda} \frac{\partial f}{\partial \phi}, \quad (5)$$

где ε_{pf} – толщина интерфейса, γ – коэффициент межфазного натяжения, χ – параметр настройки мобильности, ψ – источник свободной энергии.

Возникновение заряда на поверхности капель при воздействии электрического поля описываются уравнениями (6)–(9):

$$\operatorname{div} \vec{j} = 0 \quad (6)$$

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (7)$$

$$\vec{E} = -\nabla \phi \quad (8)$$

$$\vec{f}_e = \rho_e \vec{E} - \frac{1}{2} E^2 \nabla \varepsilon \varepsilon_0, \quad (9)$$

где \vec{j} – вектор плотности тока, σ – удельная проводимость, E – напряжённость электрического поля, ϕ – электрический потенциал, \vec{f}_e – сила, действующая на объёмный заряд со стороны электрического поля (кулоновская и диэлектрофоретическая), ρ_e – объёмный заряд, ε – диэлектрическая проницаемость, ε_0 – диэлектрическая постоянная.

Приведённая система уравнений решается в программном пакете COMSOL Multiphysics. Модель плоского конденсатора с однородным электрическим полем реализована в двумерной осесимметричной постановке на основе спроектированной экспериментальной установки.

Свойства жидкого диэлектрика (оливкового масла): $\varepsilon = 2,85$, $\rho = 910$ (кг/м³), $\eta = 0,067$ (Па·с). Свойства воды: $\varepsilon = 80,1$, массовая плотность $\rho = 998$ (кг/м³), динамическая вязкость $\eta = 0,91$ (мПа·с). Коэффициент поверхностного натяжения 0,016 (Н/м), ускорение свободного падения $g = 9,81$ (м/с²).

При стандартном подходе к моделированию процессов электрокоалесценции в двухфазной среде методом фазовой функции возникает размывание физических свойств жидкостей, в том числе проводимости, что приводит к некорректному распределению объёмной плотности заряда (рис. 2). Это явление обусловлено интерфейсным слоем, который по умолчанию являясь достаточно тонким, чтобы не влиять на гидродинамические процессы, оказывает существенное влияние при возникновении заряда, вследствие используемой искусственной диффузии.

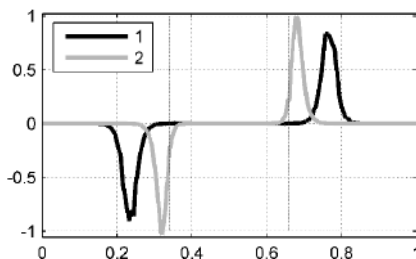


Рис. 2. Распределения в начальный момент времени объёмной плотности заряда; 1 – «классическая» модель, 2 – «новая» модель; пунктирные линии соответствуют границе раздела двух фаз. График взят из [8]

Эта проблема была детально рассмотрена в [8], где был предложен специальный подход к описанию изменения свойств среды при переходе между фазами, что повысило корректность описания области локализации объёмного заряда и, в результате, самого процесса электрокоалесценции.

Анализ полученных результатов

При моделировании процесса электродеформации необходимо количественно оценивать её степень, для этого использовалась формула:

$$D = \frac{a-b}{a+b'} \quad (10)$$

где a, b – ширина и высота капли после деформации.

В случае малых деформаций значение параметра D можно рассчитать по формуле Тейлора:

$$D = \frac{9C_{aE}}{16}, \quad (11)$$

где $C_{aE} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_m E_0^2 R}{\gamma}$ – электрическое капиллярное число, E_0 (В/м)– невозмущённое (среднее) значение напряженности электрического поля, R (мм)– радиус капли.

На рис. 3 представлены зависимости деформации капли от её радиуса (при фиксированном напряжении): полученная экспериментально, рассчитанные численно методами фазовой функции (с учётом модификации, предложенной в [8]) и подвижной границы и определённая по

аналитической формуле Тейлора. В качестве дисперсионной среды использовалось оливковое масло; средняя напряжённость электрического поля составляла 3,2кВ/см.

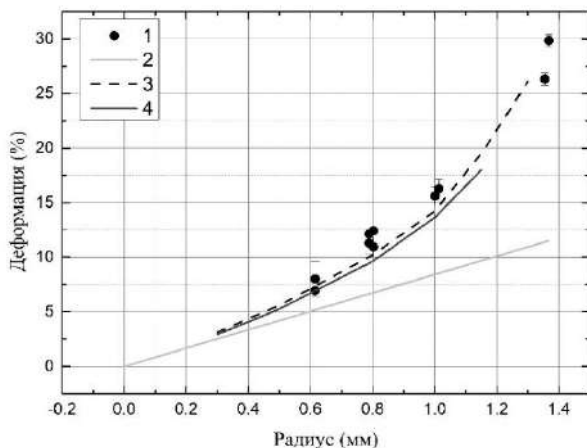


Рис. 3. Зависимость степени деформации от радиуса капли;

1 – эксперимент, 2 – формула Тейлора, 3 – модифицированный метод фазовой функции, 4 – метод подвижной границы

Полученные данные показывают, что метод подвижной границы позволяет, как и ожидалось, получить результаты, которые хорошо согласуются с данными эксперимента. Использование же метода фазовой функции позволяет получить результаты, совпадающие как с экспериментальными данными, так и с результатами моделирования при помощи метода подвижной границы с погрешностью не более 5–10%. Это является наиболее важным результатом, поскольку именно метод фазовой функции представляет наибольший интерес для проведения прикладных расчётов (например, для проектирования электродегидраторов), но при этом вплоть до настоящего времени его достоверность вызывала наибольшее количество вопросов. Из рис.3 также видно, что формула Тейлора может использоваться только при деформациях менее 5%.

Опираясь на полученные данные и результаты других авторов [6, 7] можно судить о достаточной точности метода подвижной границы, что позволяет, располагая экспериментальными данными о степени деформации капли, сравнить их с результатами моделирования и путём подбора получить значение коэффициента межфазного натяжения для рассматриваемой пары жидкостей. Такая методика может существенно упростить нахождение коэффициента межфазного натяжения и повысить достоверность получаемых результатов. Это особенно важно ввиду

того, что существующие аналитические формулы для его нахождения (например, [9, 10]) не позволяют получить корректные значения, а экспериментальные способы крайне трудозатратны [11–14].

Заключение

Модифицированный метод фазовой функции позволяет проводить расчёт процессов электродеформации капель и получать количественно корректные результаты с погрешностью не более 5–10%. Данный метод может применяться для описания процессов, происходящих в нефтяной эмульсии под действием электрического поля. В свою очередь, на основе сопоставления результатов моделирования процессов электродеформации капель при помощи метода подвижной границы и экспериментальных данных возможно создание метода определения коэффициента межфазного натяжения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Таранцев, К. В. Численное моделирование гидродинамики электрокоалесцентора-смесителя в среде Salome / К. В. Таранцев // Сборник докладов XI Международной научной конференции «Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики». – Санкт-Петербург, 2015. – С. 308–311.
2. Hirt, C. W. An Arbitrary Lagrangian-Eulerian Computing Method for All Flow Speeds / C. W. Hirt, A. A. Amsden, J. L. Cook // Journal of Computational Physics. – 1974. – Vol. 14. – P. 227–253.
3. Osher, S. Fronts propagating with curvature-dependent speed algorithms based on Hamilton-Jacobi formulation / S. Osher, J. A. Sethian // Comput. Phys. – 1988. – Vol. 79. – P. 12–49.
4. Fix, G. J. In Free Boundary Problems: Theory and Applications / G. J. Fix. – Pitman, 1983. – 580 p.
5. Langer, J. S. Models of Patten Formation in First-Order Phase Transitions / J. S. Langer, // Direction in Condensed Matter Physics. – 1986. – Vol. 1. – P. 165–186.
6. Raisin, J. Field induced coalescence of two free water drops in a viscous dielectric fluid / J. Raisin, P. Atten, and J.-L. Reboud // Proc. of the 17th Int. Conf. on Dielectric Liquids. – Trondheim (Norway), 2011.
7. Raisin, J. Electrically induced deformations of water-air and water-oil interfaces in relation with electrocoalescence / J. Raisin, J. L. Reboud, and P. Atten // J. Electrostat. – 2011. – Vol. 69. – P. 275–283.
8. Газарян, А. В. Об особенностях компьютерного моделирования электрообъединения двух капель воды, взвешенных в диэлектрической жидкости / А. В. Газарян, В. А. Чирков // Сборник докладов XI Международной научной конференции «Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики». – Санкт-Петербург, 2015. – С. 312 – 316.
9. Jung, Y. Electrical Charging of a Conducting Water Droplet In a Dielectric Fluid on the Electrode Surface / Y. Jung, H. Oh, I. Kang // Journal of Colloid and Interface Science. – 2008. – Vol. 322. – P. 617–623.
10. Таранцев, К. В. Моделирование процессов коагуляции и диспергирования воды в слабопроводящих жидкостях в электрическом поле / К. В. Таранцев // Электронная обработка материалов. – 2013. – Т. 49. – № 5. – С. 62–69.
11. Lecomte du Nouy, P. An interfacial Tensiometer for Universal Use / P. Lecomte du Nouy // The Journal of General Physiology. – 1925. – Vol. 7. – P. 625–633.

-
12. Than, P. Measurement of Interfacial Tension Between Immiscible Liquids With the Spinning Rod Tensiometer / P. Than, L. Preziosi, D. Joseph, M. Arney // *Journal of Colloid and Interface Science*. – 1988. – Vol. 124. – P. 552–559.
13. Eow, J. Experimental Studies of Deformation and Break-up of Aqueous Drops In High Electric Fields / J. Eow, M. Ghadiri, A. Sharif // *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*. – 2003. – Vol. 225. – P. 193–210.
14. Zagnoni, M. Electrocoalescence Mechanisms of Microdroplets Using Localized Electric Fields In Microfluidic Channels / M. Zagnoni, G. Le Lain, J. Cooper // *Langmuir*. – 2010. – Vol. 26. – P. 14443–14449.

Сведения об авторах

Чирков В.А.: Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия. Ph.D. СПбГУ (физика). E-mail: v.chirkov@spbu.ru. Адрес: Санкт-Петербург, г. Петергоф, ул. Ульяновская, д. 1, Л-404. Тел.: (812) 428-99-75.

Лашко А.В.: магистрант СПбГУ, a.v.lashko@gmail.com.

Резникова М.П.: магистрант СПбГУ, m.p.reznikova@gmail.com.

Газарян А.В.: бакалавр СПбГУ, a.gazaryan@2012.spbu.ru.

О ВЯЗКОСТИ СУСПЕНЗИЙ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ В СИЛЬНОМ ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Жуков А.В.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Научно-исследовательский институт механики,
119992 ГСП-2, Российская Федерация, Москва, Мичуринский пр. 1
E-mail:az@imec.msu.ru

Аннотация: Исследуется задача о вычислении эффективной вязкости для слабоконцентрированной суспензии сферических частиц из жесткого ферромагнетика в сильном переменном магнитном поле. Два определения эффективной вязкости – (S) через усреднение линейной комбинации тензоров касательных напряжений среды и поля и (D) через усреднение вязкой диссипации эквивалентны для квазистатических процессов, но приводят к разным значениям в случае переменного поля. Уравнение для вектора магнитного момента имеет два типа решений – квазипериодические решения и периодические аттракторы. Зависимость эффективной вязкости от величины магнитного поля при достаточно больших значениях завихренности имеет изломы и носит квазиступенчатый характер. Вязкость (D) положительна и растет с полем, а вращательная часть вязкости (S) при частотах, больших величины завихренности, отрицательна и возрастает по модулю с ростом поля, т.е. полная вязкость (S) уменьшается с полем (явление «отрицательной вязкости»).

Ключевые слова: магнитная жидкость, суспензия магнитных частиц, эффективная вязкость, переменное магнитное поле.

ON THE VISCOSITY OF SUSPENSIONS OF FERROMAGNETIC PARTICLES IN STRONG ALTERNATING MAGNETIC FIELD

Zhukov A.V.

Institute of Mechanics, M.V. Lomonosov Moscow State University,
119992, 1 Michurinskiy Prospekt, Moscow, Russian Federation,
E-mail:az@imec.msu.ru

Abstract: The problem of calculation of the effective viscosity for diluted suspension of spherical ferromagnetic particles in strong alternating magnetic field is investigated. Two definitions of the effective viscosity: (S) via mean stress tensor and (D) via mean dissipation are equivalent for quasi-static processes but different for alternating fields. The equation for the magnetic moment has two kinds of solutions – quasi-periodic solutions and periodic attractors. This leads to quasi-step dependence of the effective viscosity on magnetic field strength for big values of vorticity. The effective viscosity (D) is always positive and increases by increasing field strength, but the effective viscosity (S) decreases by increasing field strength for some field frequencies (the “negative viscosity” effect).

Keywords: magnetic fluid, suspension of magnetic particles, effective viscosity, alternating magnetic field.



ЖУКОВ Александр Владимирович окончил механико-математический факультет МГУ в 1975 г. и аспирантуру Отделения механики МГУ в 1980 г. Кандидат физико-математических наук (1983), старший научный сотрудник НИИ механики МГУ. Имеет более 50 научных публикаций. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей неоднократно поощрялась грантами РФФИ и Президента РФ.

Рассматривается задача о вычислении эффективной вязкости для слабоконцентрированной суспензии сферических частиц из жесткого ферромагнетика в вязкой несжимаемой жидкости в переменном магнитном поле. Частицы рассматриваются как диполи с постоянным по величине вмороженным магнитным моментом. Предполагается, что напряженность магнитного поля - периодическая функция времени, вектор поля имеет постоянное направление, а вектор завихренности жидкости постоянен по времени и перпендикулярен полю. Это реализуется, например, для течения Куэтта в продольном или поперечном магнитном поле. Можно дать по крайней мере два различных определения эффективной вязкости суспензии: (S) через усреднение по времени некоторой линейной комбинации тензоров касательных напряжений среды и поля и (D) через усреднение по времени вязкой диссипации в жидкости-носителе. Для квазистатических процессов можно показать, что оба определения эквивалентны, однако в случае переменного поля указанные определения приводят к разным значениям. Определение (S), в отличие от (D), не гарантирует, что эффективная вязкость будет положительной.

Решение задачи с учетом броуновского движения частиц требует решения уравнения Фоккера-Планка для функции распределения магнитных моментов и в настоящее время в общем случае автору неизвестно. Для малых (по сравнению с частотой колебаний поля и с обратным временем релаксации намагниченности) значений модуля завихренности в работах [1, 2] были предложены две приближенные модели уравнений релаксации для среднего вектора намагниченности и вычислены значения эффективной вязкости согласно определению (S). Вязкая диссипация при этом не вычислялась. Был обнаружен эффект "отрицательной вязкости" (падение вязкости (S) с ростом напряженности поля и отрицательные значения вращательной вязкости для некоторых областей значений частоты и напряженности поля), подтвержденный экспериментально для магнитных жидкостей (МЖ) [1]. В настоящей работе рассматривается другой предельный случай, когда завихренность и магнитное поле достаточно велики для того, чтобы

пренебречь броуновским движением. Этот случай может реализовываться в реальных устройствах.

Далее ограничимся исследованием течения Куэтта в канале с немагнитными стенками для случая, когда магнитное поле параллельно скорости. Для эволюции вектора объемной намагниченности среды $\mathbf{M} = (M_1, M_2, 0)$, $M_1 = M \cos(\varphi)$, $M_2 = M \sin(\varphi)$, $M = const$ в рассматриваемом приближении справедливо уравнение

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \mathbf{\Omega} \times \mathbf{M} - \frac{1}{6c\mu} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_e)$$

где \mathbf{H}_e – напряженность внешнего магнитного поля, c – объемная концентрация частиц, μ – вязкость жидкости-носителя, $\mathbf{\Omega}$ – вектор завихренности. Перепишем данное уравнение в безразмерном виде:

$$\frac{d\varphi}{dt'} = -\alpha(1 + h(t') \sin(\varphi)), \alpha \equiv \frac{\Omega}{\omega}, \Omega = |\mathbf{\Omega}| = \frac{\gamma}{2}; \quad (1)$$

$$h(t') = \frac{M}{3c\mu\gamma} H_1^e(t) = h_0 + h_1 \sin(t'), t' \equiv \omega t.$$

Тензоры напряжений среды внутри жидкости (ж) с учетом поправки на вязкость разбавленной суспензии и внутри стенок (с) соответственно равны

$$(ж): p_{ij} = -p_1 \delta_{ij} + \tau_{ij} + \frac{1}{8\pi} (H_i B_j + H_j B_i), \tau_{ij} \equiv \mu(1 + \frac{5}{2}c)(\nabla_i v_j + \nabla_j v_i);$$

$$(с): p_{ij} = p_{ij}^e + \frac{H_i H_j}{4\pi} - \frac{H^2}{8\pi} \delta_{ij}.$$

Условия на стенке $[\mathbf{B}_n] = 0, [\mathbf{H}_\tau] = 0, [p_{ij} n^j] = 0$ определяют касательное напряжение внутри стенки

$$p_{ij}^e \tau^i n^j = \{\tau_{ij} + \frac{1}{2}(M_i H_j - M_j H_i)\} \tau^i n^j = (p_{ij} - \frac{H_i B_j}{4\pi}) \tau^i n^j.$$

Это позволяет определить эффективную вязкость (S) как

$$\bar{\tau}_s \equiv \langle p_{12}^e \rangle \equiv \langle p_{12} - \frac{H_1 B_2}{4\pi} \rangle = \bar{\mu}_s(\omega, \gamma, H_0, H_1) \gamma, \langle f(t) \rangle \equiv \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T f(t) dt.$$

Для эффективной вязкости, определяемой по диссипации (D), получим

$$\langle \tau_{(m)}^{ij} e_{ij}^{(m)} \rangle_{(v)} \equiv \frac{1}{V} \int_V \tau_{(m)}^{ij} e_{ij}^{(m)} dV = D + o(c), D = \bar{\mu}_D \gamma = \tau^{ij} e_{ij} +$$

$$+ \left(\frac{d\mathbf{M}}{dt} - \mathbf{\Omega} \times \mathbf{M} \right) \mathbf{H} = 2\mu(1 + \frac{5}{2}c) e^{ij} e_{ij} + \frac{1}{6c\mu} (M^2 \delta_{ij} - M_i M_j) H^i H^j.$$

С учетом уравнения (1) получим

$$\bar{\mu}_S = \mu(1 + \frac{5}{2}c + \frac{3}{2}c\eta_S), \eta_S = -\langle h(t') \sin(\varphi(t')) \rangle = 1 + \frac{\omega}{\Omega} \left\langle \frac{d\varphi}{dt'} \right\rangle, \quad (2)$$

$$\bar{\mu}_D = \mu(1 + \frac{5}{2}c + \frac{3}{2}c\eta_D), \eta_D = \langle (h \sin(\varphi))^2 \rangle.$$

Таким образом, вязкость μ_S выражается через число вращения [3] для системы (1), рассматриваемой как дифференциальное уравнение на торе с координатами $(t', \varphi) \bmod(2\pi) : \langle d\varphi / dt' \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} (\varphi(T) / T)$.

Замена переменной $\text{tg}(\varphi / 2) = 2u' / (\alpha u) - h(t'), u' \equiv du / dt'$ сводит уравнение (1) к линейному уравнению второго порядка с периодическими коэффициентами (обобщенному уравнению Матье):

$$u'' + \frac{\alpha^2}{4} [1 - \frac{2h'(t')}{\alpha} - h^2(t')]u = 0. \quad (3)$$

Из общей теории таких уравнений [4] следует, что в зависимости от параметров h_0, h_1, α существуют два основных типа решений

$$u(t') = A_1 \exp(\lambda t') u_1(t') + A_2 \exp(-\lambda t') u_2(t'), u_{1,2}(t' + 2\pi) = \pm u_{1,2}(t'), \quad (4)$$

$$u(t') = A_1 \cos(\omega_1 t') u_1(t') + A_2 \sin(\omega_1 t') u_2(t'), u_{1,2}(t' + 2\pi) = u_{1,2}(t'), \quad (5)$$

а также вырожденный тип

$$u(t') = A_1 u_1(t') + A_2 t' u_2(t'), \quad u_{1,2}(t' + 2\pi) = \pm u_{1,2}(t'). \quad (6)$$

Величины λ, ω_1 зависят от параметров задачи. В случаях (4),(6) вектор $\mathbf{M}(t')$ при больших временах стремится к периодическому (с периодом 2π или 4π), а число вращения – полуцелое или целое. В случае (5) решение $\mathbf{M}(t')$ периодическое (с периодом $2\pi n_2$) при рациональных $\omega_1 = n_1 / n_2$, а при иррациональных ω_1 фазовая траектория всюду плотна на торе с координатами $(t', \varphi) \bmod(2\pi)$.

Области параметров задачи, соответствующие основным типам решений уравнения (3) при $h_0=0$, показаны на рис. 1 (закрашена область решений типа (5)).

Незакрашенная область (тип (4)) распадается на подобласти, в которых число вращения постоянно. Поэтому зависимость η_S от поля при фиксированной частоте имеет как переменные, так и постоянные участки.

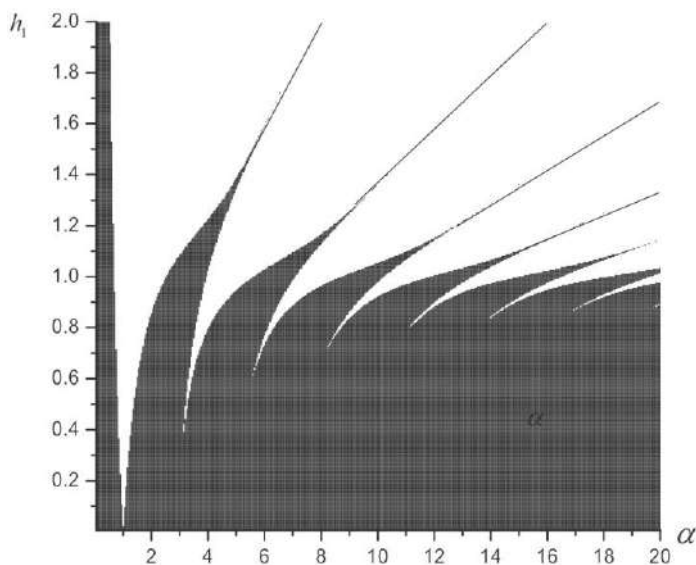


Рис.1.

При частотах магнитного поля ω , меньших модуля завихренности Ω , зависимость эффективной вязкости от амплитуды поля имеет квазиступенчатый характер.

При частотах, больших завихренности, величина $\eta_S < 0$ и $|\eta_S|$ увеличивается с ростом поля. С ростом амплитуды поля η_S стабилизируется, а η_D неограниченно растет. Примеры различного поведения η_S и η_D с ростом h_1 при $h_0 = 0$ показаны на рис. 2.

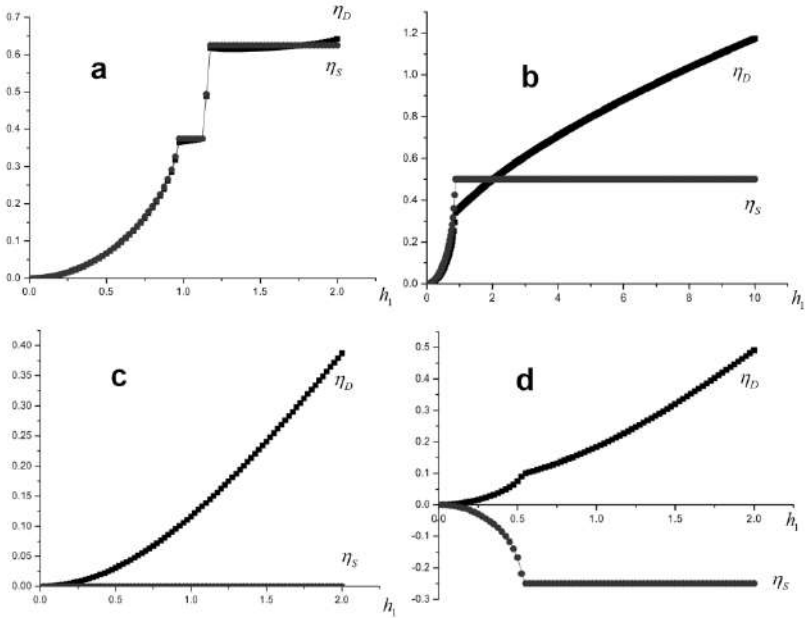


Рис.2: а) $\alpha=8$, б) $\alpha=2$, в) $\alpha=1$, г) $\alpha=0.8$

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 16-01-00157 и 14-01-00056).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bacri J.-C., Perzynski R., Shliomis M. I., Burde G. I. "Negative-viscosity" effect in a magnetic fluid // Phys. Rev. Letters, 1995, V. 75, No. 11, p. 2128-2131.
2. Пг Р., Odenbach S. Ferrofluid structure and rheology // Lect. Notes Phys. – V. 763. 2009. p. 249-325.
3. Арнольд В.И. Дополнительные главы теории обыкновенных дифференциальных уравнений. – М.: Наука, 1978. – 304 с.
4. Якубович В.А., Старжинский В.М. Линейные дифференциальные уравнения с периодическими коэффициентами и их приложения. – М.: Наука, 1972. – 720 с.

ВЗАИМОСВЯЗАННЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКОМ МАГНИТОЖИДКОСТНОМ ДЕМПФЕРЕ

Казakov, Ю.Б. Морозов Н.А., Нестеров С.А.
ФГБОУВО «Ивановский государственный энергетический
университет имени В.И. Ленина», г. Иваново, Российская Федерация,
E-mail: elmash@em.ispu.ru

Аннотация: Проведено исследование взаимосвязанных процессов в магнито-жидкостном демпфирующем устройстве с помощью взаимосвязанного конечно-элементное моделирование электромагнитного, гидродинамического и температурного полей. Установлено, что силовая характеристика устройства определяются свойствами магнитореологической жидкости и интенсивностью магнитного поля, создаваемого поршнем. Показано влияние магнитного поля на процессы, происходящие в демпфере, и на его силовую характеристику. Оценены тепловые режимы работы демпферов.

Ключевые слова: магнитореологический демпфер, магнитореологическая жидкость, конечно-элементное моделирование.

INTERCONNECTED PHYSICAL PROCESSES IN THE ELECTROMECHANICAL MAGNETORHEOLOGICAL DAMPER

Kazakov Yu.B., Morozov N.A., Nesterov S.A.
Ivanovo State Power Engineering University, Ivanovo, Russian Federation,
E-mail: elmash@em.ispu.ru

Abstract: Study interrelated processes in the magnetorheological damper by using interconnected finite-element modeling of electromagnetic, hydrodynamic and thermal fields, was conducted. The power characteristics of the device are determined by the properties of the magnetorheological fluid and the intensity of the magnetic field, was found. The influence of magnetic field on the processes that occur in the damper, and its power characteristics, was shown. Thermal conditions of operation of the damper, were evaluated.

Key words: magnetorheological damper, magnetorheological fluid, finite-element modeling.

Физические поля: электромагнитное, гидродинамическое и тепловое – определяют рабочие свойства и срок службы электро-механического магнито-жидкостного демпфера (ЭМЖД). Важно иметь методы и средства оценки параметров неоднородных нелинейных физических полей на стадии разработки ЭМЖД. Целесообразно использование

численного расчёта полей с гарантированной сходимостью и учетом особенностей распределения разных полей в ЭМЖД, например, на основе методов конечных разностей и конечных элементов. Актуальность подхода обуславливается необходимостью повышения детализации математических моделей ЭМЖД на основе универсальных и строго формализованных полевых моделей, особенно в случаях нетрадиционного исполнения, наличия конструктивных особенностей, использования новых материалов и предельных для материалов и конструкций нагрузок.

Взаимные зависимости могут быть учтены в виде обратных связей, определяемых по результатам расчета взаимовлияющих полей (температуры, гидродинамических, магнитных и электрических параметров и т.д.). Эти взаимовлияния можно представить в виде схемы на рис. 1. Безусловно, некоторые из этих зависимостей могут отсутствовать, быть несущественными или иметь весьма ограниченный характер в конкретном ЭМЖД. Однако при совместном проявлении они могут приводить к значительным эффектам и должны учитываться при анализе процессов в электромеханических преобразователях.

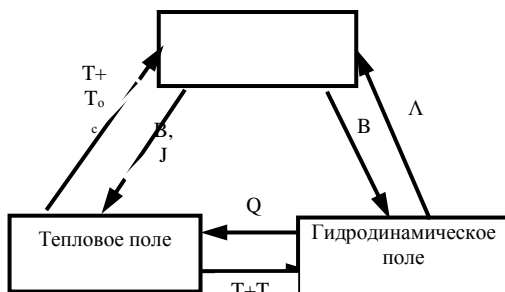


Рис. 1. Взаимное влияние физических полей

На рис. 1 приняты обозначения: T_{oc} – температура окружающей среды, T – превышение температуры над T_{oc} , Q – тепловой поток, V – индукция магнитного поля, J – плотность тока, Λ – проводимость путей прохождения магнитного потока.

В общем случае необходим системный подход к математическому анализу взаимозависимых физических полей в ЭМЖД. Такое конечно-элементное моделирование взаимозависимых полей составляет актуальную научную проблему.

Описание модели. Геометрия разработанной осесимметричной модели для расчёта методом конечных элементов представлена на рис. 2 и состоит из ферромагнитного корпуса 1, заполненного магнитной жидкостью (МЖ) 2, штока 3 с поршнем, состоящим из катушки управления 4 и двух ферромагнитных полюсов 5. Между поршнем и корпусом имеется зазор для протекания МЖ.

В качестве основы расчёта электромагнитных полей были использованы соотношения, задаваемые уравнениями Максвелла, включая уравнение непрерывности для постоянной плотности электрического заряда и закон Ампера.

При моделировании электромагнитного поля вихревые токи, наведённые в элементах модели, не учитывались. Это не вносит существенной погрешности в результаты моделирования, так как катушка управления питается постоянным током, а скорость движения и частота колебания поршня достаточно малы.

В качестве граничного условия при расчёте электромагнитного поля используется нулевое значение магнитного потенциала на границе расчётной области.

Гидродинамический расчёт основывался на уравнениях Навье-Стокса, решаемых для поля скоростей u и давления p .

В разработанной модели нелинейность вязкости МЖ описывалась уравнением Carreau, рекомендуемым для неньютоновских жидкостей с сильной зависимостью вязкости от скоростей сдвига:

$$\eta(\dot{\gamma}) = \eta_{\infty} + (\eta_0 - \eta_{\infty}) \cdot \left[1 + (K_1 \cdot \dot{\gamma})^2 \right]^{(n-1)/2}, \quad (1)$$

где, η_{∞} – динамическая вязкость жидкости при бесконечно большой скорости сдвига; η_0 – динамическая вязкость жидкости при малой скорости сдвига; K_1 – временная постоянная; n – коэффициент степенного закона, $\dot{\gamma}$ – скорость сдвига.

Для точной математической аппроксимации реологического поведения жидкости временная постоянная K_1 , динамическая вязкость жидкости при бесконечно большой скорости сдвига η_{∞} и при малой скорости сдвига η_0 приняты зависящими от величины магнитной индукции и заданы кривыми, показанными на рис. 3. Для всех значений магнитной индукции коэффициент степенного закона $n=0.02$.

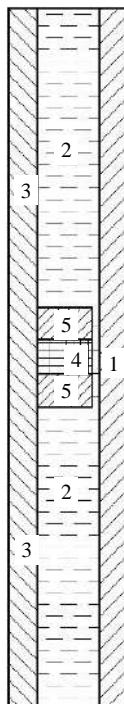


Рис.2. Геометрия расчётной модели

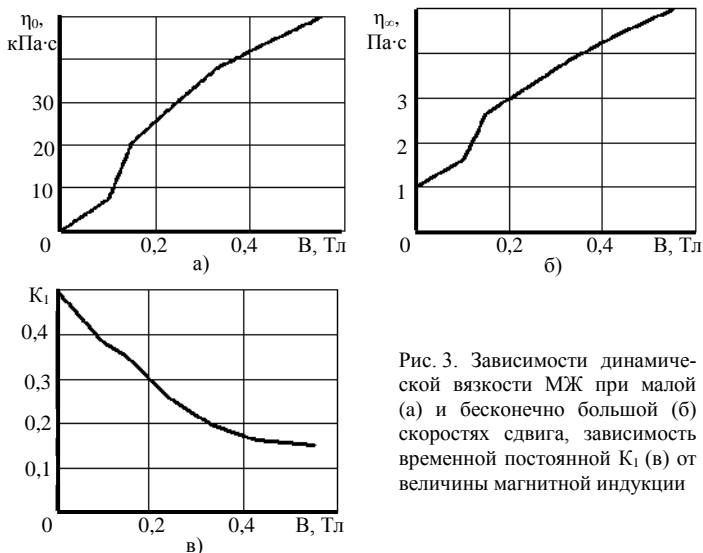


Рис. 3. Зависимости динамической вязкости МЖ при малой (а) и бесконечно большой (б) скоростях сдвига, зависимость временной постоянной K_1 (в) от величины магнитной индукции

Математическая аппроксимация вязкости МЖ уравнением (3.9) достаточно адекватно описывает её реологические характеристики в широком диапазоне скоростей сдвига. На рис. 4 представлены зависимости касательного напряжения сдвига МРС от скорости сдвига, полученные по результатам эксперимента [1], и их математическая аппроксимация. Из рисунка видно, что подбором коэффициентов удалось добиться минимального рассогласования между экспериментальными и математически получаемыми результатами. Вязкость МЖ имеет достаточно выраженную температурную зависимость и отказ от учёта данной зависимости при создании

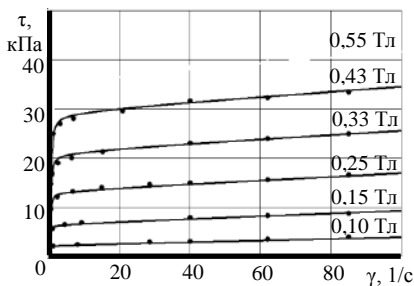


Рис. 4. Реологические кривые МРС с объёмным содержанием твёрдой фазы 0,28 и их математическая аппроксимация

модели может внести серьёзную погрешность в результаты моделирования рабочих свойств ЭМЖД. На основе анализа работы [2] предложена формула, описывающая изменение вязкости МЖ от температуры:

$$\eta_T = \eta_{20} \cdot \left(1 - C_T \cdot \left(\frac{T - 293}{293} \right) \right), \quad (3.10)$$

где η_{20} – динамическая вязкость МЖ при 293 К, C_T – температурный коэффициент (для данной МЖ равен $C_T = 1,9$), T – температура МЖ.

Задача сопряжённого теплообмена решается как в области МЖ, так и во всех элементах демпфера. В МЖ теплообмен осуществляется путём конвекции и теплопроводности. В твёрдых телах передача тепла осуществляется только за счёт теплопроводности. Поле температур непрерывно при переходе от МЖ к элементам корпуса. Выделение тепла происходит из-за вязкостного нагрева МЖ при протекании её через зазор.

Результаты. Распределение магнитного поля в плоскости сечения, проходящего вдоль середины зазора между поршнем и корпусом представлено на рис. 5. Ожидаемо практически равномерное распределение магнитного поля по высоте полюса и его уменьшение в области расположения катушки управления (границы полюсов показаны пунктирными линиями). Переход от магнитной индукции под полюсом к её минимальному значению в области катушки управления определяется размером зазора между полюсом и корпусом. Чем меньше зазор, тем уже область перехода значения нормальной составляющей магнитной индукции к минимуму в области расположения катушки управления. Наличие МЖ мало влияет на протяженность области перехода, ввиду малого у неё величины магнитной проницаемости. Можно считать протяжённость области перехода равной утроенному значению зазора.

Динамическая вязкость МЖ по высоте поршня в зазоре между ним и корпусом для распределения магнитной индукции рис. 5, показано на рис. 6. Наблюдается рост вязкости МЖ, находящейся в областях с большей индукцией магнитного поля, что говорит о тесной взаимосвязи магнитных и гидродинамических явлений. Вязкость МЖ в зазоре уменьшается с ростом скорости движения поршня от 0,025 до 0,25 м/с. При этом распределение вязкости носит сложный характер, обусловленный магнитной индукцией и скоростью сдвига слоёв МРС.

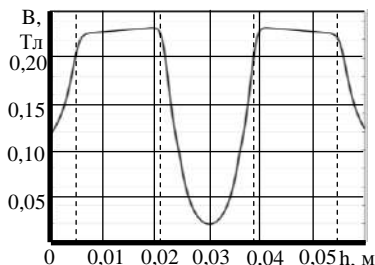


Рис. 5. Зависимость магнитной индукции в зазоре демпфера при $F = 350$ А

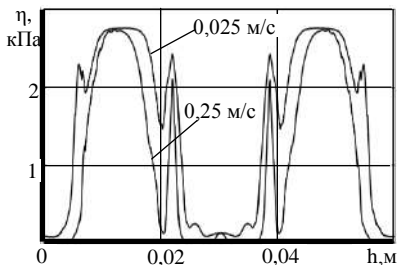


Рис. 6. Зависимость вязкости МЖ в зазоре по высоте поршня для скорости движения поршня 0,025 и 0,25 м/с

На рис. 8 показаны графики перепада давления Δp по высоте поршня при скорости движения поршня 0,1 м/с и разных намагничивающих силах катушки управления. Из графиков видно, что увеличение намагничивающей силы катушки в 10 раз приводит к увеличению перепада давления в 4,5 раза. Данная непропорциональность вызвана, в первую очередь, насыщением магнитной системы демпфера.

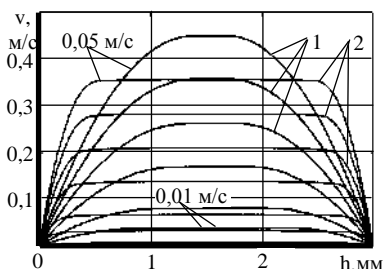


Рис. 7. Изменение профиля скорости в зазоре ЭМЖД при росте скорости движения поршня от 0,01 до 0,05 м/с

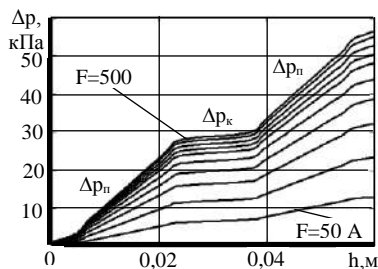


Рис. 8. Перепад давления по высоте поршня для скорости движения поршня 0,1 м/с

При отсутствии магнитного поля наблюдается линейное распределение давления по длине поршня. Для всех зависимостей при наличии магнитного поля в зазоре график перепада давления можно разбить на 3 участка. Участки, соответствующие перепаду давления Δp_n под полюсами, имеют больший наклон по сравнению с перепадом давления Δp_k в области катушки. Это связано с неравномерным распределением вязкости МЖ в зазоре по высоте поршня.

На рис. 9 представлено изменение силы сопротивления демпфера при росте магнитной индукции в зазоре. На рис. 10 построена та же зависимость, но от намагничивающей силы катушки управления. В результате сравнения зависимостей рис. 9 и 10 можно сделать вывод, что

основную нелинейность при управлении силовой характеристикой ЭМЖД вносит сильная нелинейность магнитных свойств используемых материалов. Нелинейность реологических свойств МЖ отходит на второй план.

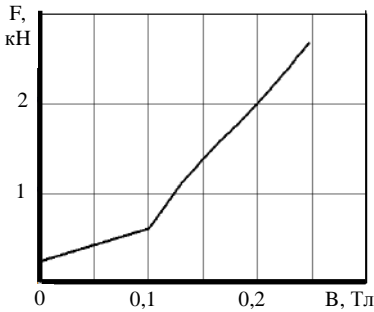


Рис. 9. Сила сопротивления ЭМЖД для скорости движения поршня 0,1 м/с

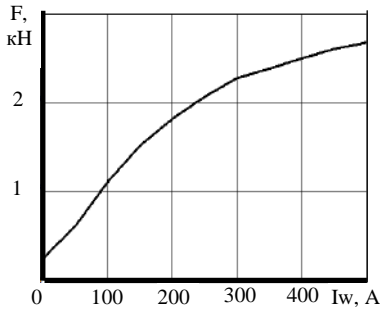


Рис. 10. Сила сопротивления ЭМЖД для скорости движения поршня 0,1 м/с

В процессе диссипации энергии при движениях и колебаниях поршня в вязкой среде неизбежно повышение температуры МЖ и конструктивных элементов демфера, что может оказать влияние на стабильность характеристик демфирующего устройства.

Вследствие уменьшения вязкости уменьшается и сила сопротивления ЭМЖД. На рис. 11 показано изменение силы сопротивления ЭМЖД во время работы. Линия 1 соответствует силе без учёта влияния температуры на вязкость МЖ, линия 2 показывает уменьшение силы сопротивления ЭМЖД, вызванное уменьшением вязкости МЖ при разогреве. Так, после 40 секунд работы сила сопротивления ЭМЖД уменьшается на 16,5%

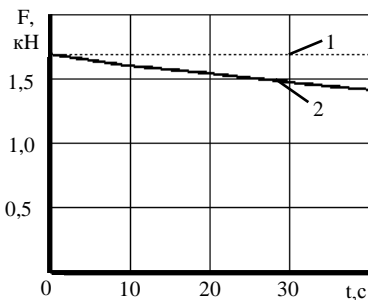


Рис. 11. Сила сопротивления ЭМЖД для индукции 0,3 Тл с учётом (2) и без учёта (1) изменения температуры и вязкости МРС

На рис. 12 показано изменение перепада давления по длине поршня с ростом скорости движения поршня при величине магнитной индукции в зазоре ЭМЖД равной 0,25 Тл. На основе этих зависимостей построена силовая характеристика демфера, представленная на рис. 13.

На рис. 13 приведено сравнение

силовых характеристик, полученных по результатам аналитического расчёта и конечно-элементного моделирования. Кривая 1 получена по общеизвестной методике, основанной на представлении МЖ вязкопластичным телом Шведова-Бингама. Кривая 2 получена по методике, приведённой в работе [3]. Кривая 3 – силовая характеристика демпфера, полученная по результатам конечно-элементного моделирования.

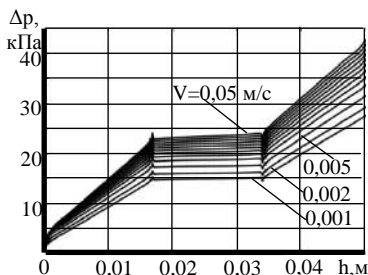


Рис. 12. Перепад давления по высоте поршня для индукции в зазоре ЭМЖД $B=0,25$ Тл

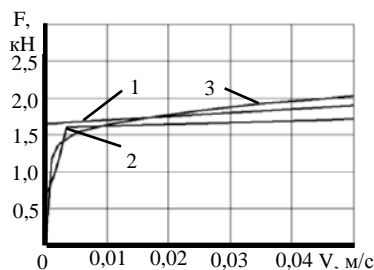


Рис. 13. Сила сопротивления ЭМЖД для индукции 0,25 Тл

При больших скоростях движения поршня разница между результатами конечно-элементного моделирования и аналитических решений не превышает 15 % и в первую очередь обусловлена наличием магнитного поля в межполюсном пространстве и влиянием его на вязкость МЖ. В аналитической модели поле в межполюсном пространстве отсутствовало.

Необходимо отметить, что конечно-элементная модель не учитывает первоначальную силу «трогания» демпфера, возникающую из-за наличия в МРС, находящейся под воздействием магнитного поля, предела текучести. Однако, применение модели Carreau для описания вязкости МРС достаточно быстро выводит силовую характеристику в область физически обоснованных значений

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Gudmundsson К.Н.** Design of a Magnetorheological Fluid for an MR Prosthetic Knee Actuator with an Optimal Geometry / School of Engineering and Natural Sciences University of Iceland. – Prentun: Háskólaprent Reykjavík, May 2011. – 88 p.
2. **Guerrero-Sanchez С.** Temperature effect on the magneto-rheological behavior of magnetite particles dispersed in an ionic liquid / С. Guerrero-Sanchez, А. Ortiz-Alvarado, U.S. Schubert // Journal of Physics: Conference Series. — 2009. — Vol. 149. doi: 10.1088/1742-6596/149/1/012052
3. **Казakov Ю.Б.** Расчётный анализ силовой характеристики электромеханического магнитождкожного демпфера / Ю.Б. Казakov, Н.А. Морозов, С.А. Нестеров // Вестник ИГЭУ. – 2015. – Вып. 4. – С. 17–22.

ОСОБЕННОСТИ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ С РАЗЛИЧНЫМ РАЗМЕРОМ ДИСПЕРСНЫХ ЧАСТИЦ

Диканский Ю.И. ^a, Испириян А.Г. ^a, Куникин С.А. ^a,
Радионова А.В. ^b, Евтушенко М.Б. ^c

^a Северо-Кавказский федеральный университет, Ставрополь, Россия

^b Национальный университет кораблестроения им. Адмирала Макарова,
Николаев, Украина

^c ООО «Магнитные жидкости», Нарофоминск, Россия
kunikin_s_a@rambler.ru

Аннотация: В работе представлены результаты исследования температурных зависимостей 3 образцов магнитной жидкости с различным гранулометрическим составом. Анализ результатов проведен с точки зрения дебаевской модели. Также установлено, что температура, соответствующая максимуму температурной зависимости мнимой части комплексной магнитной восприимчивости подчиняется закону Вогеля-Фулчера, характерного для дипольных стекол.

Ключевые слова: магнитная жидкость, магнитная восприимчивость, релаксация, температурная зависимость.

TEMPERATURE DEPENDENCE OF FERROFLUID SUSCEPTIBILITY INFLUENCE OF PARTICLE SIZE DISTRIBUTION

Dikansky Yu. ^a, Ispiryanyan A. ^a, Kunikin S. ^a, Radionov A. ^b, Evtushenko M. ^c

^aNorth-Caucasus federal university, Russia

^b Admiral Makarov National University of Shipbuilding, Ukraine

^c LLC "STC" Magnetic fluids", Russia

kunikin_s_a@rambler.ru

Abstract: Investigations of temperature dependencies of dynamic susceptibility of 3 samples of ferrofluid with different size distributions are presented. Also these studies were done at different frequencies of measurable field and by the action of external DC magnetic field. Analysis was done in terms of Debye-like theory of complex susceptibility. Also it was found that temperature corresponding to the maxima of imaginary component of complex magnetic susceptibility depends on frequency of measurable field as Vogel-Fulcher-like law.

Keywords: Ferrofluid; susceptibility; relaxation; temperature dependence.

Введение

Исследованию температурных зависимостей магнитной восприимчивости магнитной жидкости посвящено достаточно большое число работ, например [1], [2], [3], [4], [5]. В них, в частности, указывался факт наличия максимума на этой зависимости. При этом, наблюдающийся максимум графика этой зависимости при некоторой температуре (как правило, близкой к температуре замерзания жидкости) связывается обычно с блокировкой броуновских степеней свободы [1], [2]. В работе [3] сделан вывод о возможности такого максимума также вследствие перехода однодоменных частиц из суперпарамагнитного состояния в ферромагнитное. Однако, в некоторых работах [4], [5] предположено, что он может быть обусловлен переходом ансамбля дипольных частиц в так называемое состояние дипольного стекла. В настоящей работе предпринята попытка дальнейшего выяснения возможности такого перехода.

Таблица 1

Образец	#1	#2	#3
Средний диаметр, d, nm	8.3	9.4	11.1

Методика эксперимента и образцы для исследования. Магнитная восприимчивость измерялась мостовым методом с помощью установки, подробно описанной в [6]. Исследования проводились в частотном диапазоне измерительного поля от 20 Гц до 10 кГц, амплитудное значение его напряженности составляло около 20 А/м. Для исследования были использованы 3 образца магнитной жидкости, отличающиеся средним размером дисперсных частиц (табл. 1). Образцы приготовлены в ООО "НПВП "Феррогидродинамика" в одинаковых условиях, при этом различие среднего размера их частиц обеспечивалось разной продолжительностью времени их центрифугирования. Размер дисперсных частиц определялся с помощью электронного микроскопа, структурное состояние образцов исследовалось при использовании оптической микроскопии.

Результаты эксперимента и их обсуждение.

Проведенные исследования показали, что кривые температурной зависимости действительной части магнитной восприимчивости всех исследованных образцов имеют максимумы, однако имеется ряд особенностей их проявления для различных образцов. На рис. 1 приведены температурные зависимости восприимчивости образцов №1 – №3. Как можно видеть из рисунка, на кривых зависимостей образцов №2 и №3 имеются плато, и хорошо выраженные максимумы при более высоких температурах. При этом температура плато соответствует области за-

твердевания образцов, максимумы же наблюдаются при температурах, соответствующих их жидкому состоянию. Установлено, что температура максимума, смещается в область более высоких температур при

повышении частоты измерительного поля.

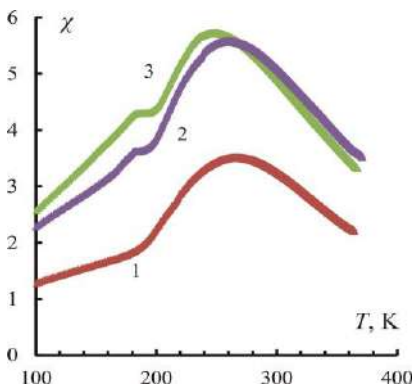


Рис. 1. Температурные зависимости действительной части комплексной магнитной восприимчивости. Номер кривой соответствует номеру образца

Температурные зависимости мнимой части магнитной восприимчивости исследованных образцов также претерпевают максимумы, однако они несколько смещены в область более низких температур. Для первого образца, прошедшего длительное центрифугирование, вследствие чего распределение частиц по размерам было более узкое, а средний размер частиц меньше, чем в двух первых образцах, плато на кривой зависимости $\chi'(T)$ отсутствует. Од-

нако, она, как и для других двух образцов претерпевает максимум, температура которого не совпадает температурой затвердевания образца и который также смещается в область более высоких температур при повышении частоты измерительного поля. Дополнительное воздействие постоянного магнитного поля приводит к перерастанию плато на кривых зависимостей $\chi'(T)$ для двух первых образцов в минимум, аналогичный минимум также образуется на подобной кривой образца №1. При этом температура максимумов смещается в более высокую область температур по мере увеличения магнитного поля. Следует также отметить, что дополнительное воздействие постоянного магнитного поля первоначально приводит к некоторому смещению максимумов χ'' этих образцов в область более высоких температур, однако при достаточно больших значениях его напряженности температура, соответствующая максимуму начинает уменьшаться.

Можно предположить, что появление минимумов на температурных зависимостях восприимчивости при дополнительном воздействии поля связано с переходом образцов из твердого состояния в жидкое, при этом исчезает блокировка броуновских степеней свободы, благодаря чему усиливается степень ориентации моментов однодомных частиц вдоль внешнего постоянного магнитного поля и интенсивности их колебательного движения. В результате последнего увеличивается

поглощение, о чем может свидетельствовать возрастание мнимой части комплексной восприимчивости в области температур, соответствующей уменьшению ее действительной части.

Наличие плато на температурных зависимостях действительной части магнитной восприимчивости описанных образцов, очевидно, связано с переходом магнитной жидкости в этом температурном интервале из твердого состояния в жидкое. Возможно в этой ситуации вследствие проявления взаимодействия частиц, роль которого при увеличении размеров частиц существенно увеличивается, изменяется структурное состояние исследуемой среды, что и приводит к особенностям ее намагничивания.

Действительно, согласно теории Дебая, действительная χ' и мнимая χ'' части комплексной магнитной восприимчивости могут быть описаны зависимостями:

$$\chi' = \frac{\chi_0}{1 + (\omega\tau)^2} \quad (1)$$

и

$$\chi'' = \frac{\chi_0\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2}, \quad (2)$$

где χ_0 – статическая восприимчивость, ω – частота измерительного поля, τ – броуновское время релаксации магнитного момента, которое определяется выражением:

$$\tau_B = \frac{3V\eta}{kT} \quad (3)$$

(V – объем частицы, η – вязкость среды).

Для построения температурных зависимостей χ' и χ'' предварительно были экспериментально исследованы температурные зависимости статической магнитной восприимчивости и вязкости несущей среды (пятипроцентного раствора олеиновой кислоты в керосине) и самой магнитной жидкости. Построенные с учетом полученных результатов этих измерений температурных исследований χ и η зависимости $\chi'(T)$ и $\chi''(T)$ для образца № 2 представлены на рис. 2. Как можно видеть из рисунка обе зависимости претерпевают максимумы, несколько смещенные относительно друг друга по оси температур, при этом максимум χ'' наблюдается, как и следовало ожидать, при более низкой температуре.

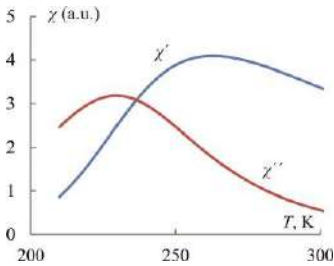


Рис. 2. Температурная зависимость комплексной восприимчивости, полученная численным моделированием

в расчетах среднего диаметра частиц около 16 нм, тогда как средний размер частиц, определенный с помощью электронной микроскопии составляет существенно меньшее значение (10 нм.) Это может быть связано с взаимодействием частиц, вносящим вклад в эффективную вязкость среды, окружающую отдельную частицу. Использование температурных зависимостей мнимой части магнитной восприимчивости, полученных при разных температурах позволяет получить зависимость броуновского времени релаксации от температуры. Действительно, время релаксации при температуре, соответствующей максимуму мнимой части восприимчивости определяется как обратная частота, при которой был получен

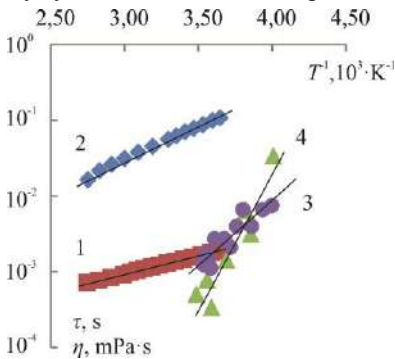


Рис. 3. Температурная зависимость вязкости дисперсионной среды (1), магнитной жидкости (2). Времени релаксации, полученного из анализа температурных зависимостей (3) дисперсии магнитной восприимчивости (4)

При сравнении рассчитанной зависимости $\chi''(T)$, с полученной экспериментально, оказалось, что удовлетворительное согласие экспериментальных зависимостей магнитной восприимчивости с расчетными наблюдается в случае использования температурной зависимости вязкости не несущей среды, а самой магнитной жидкости. При этом значения температур, соответствующим максимумам экспериментальной и теоретической зависимостей имеют близкие значения при использовании

среды, при которой был получен максимум. На рис.3 представлена, определенная таким образом, зависимость времени релаксации магнитного момента для образца №1 от обратной температуры в полулогарифмических координатах (кривая 1).

На этом же рисунке приведена температурная зависимость вязкости несущей среды (кривая 3), а также вязкости магнитной жидкости (кривая 4). Известно, что вязкость связана с температурой соотношением вида

$$\eta = A \exp\left(\frac{W}{kT}\right), \quad (5)$$

Из уравнений (2) и (5) легко получить

$$\tau = \frac{3Va}{kT} \exp\left(\frac{W}{kT}\right) \quad (6)$$

Так как множитель $1/T$ изменяется гораздо медленней с изменением температуры чем (W/kT) то из 5 и 6 можно сделать вывод, что логарифмы τ и η будут меняться линейно с $1/T$, причем с одним и тем же наклоном, определяемым величиной энергии активации.

Как можно видеть из рисунка зависимость τ от T действительно может быть представлена в виде $\tau = B \exp(E/kT)$, однако углы наклона прямых 1 и 2 различны. Из этого следует, что энергии активации, необходимые для ориентации момента дисперсной частицы и вязкого течения дисперсионной среды неодинаковы, вследствие дополнительного вклада в первую, как уже указывалось выше, магнитодипольного взаимодействия, препятствующего повороту частицы под действием измерительного поля. Энергетический вклад взаимодействия частиц можно оценить по разности $\Delta W = W_{\eta} - W_{\tau}$ этих энергий активаций, которая по расчетам оказалась равна порядка $\Delta W \approx 10kT$ при комнатной температуре.

Сравнение кривых 1 и 3 показало, что энергии активации, необходимые для поворота частицы и вязкого течения самой магнитной жидкости также отличаются. Дополнительное воздействие постоянного магнитного поля усиливает роль соседних частиц, что приводит, как и повышение эффективной вязкости, к увеличению времени броуновской релаксации. Кроме того, под воздействием поля возможно образование цепочечных агрегатов из частиц. Результатом этого и является наблюдающееся в эксперименте смещение максимума температурной зависимости мнимой части восприимчивости исследуемых образцов в область более высоких температур. Таким образом, наличие максимумов на температурных зависимостях действительной и мнимой частей магнитной восприимчивости действительно можно связать с особенностями релаксационных процессов магнитных моментов дисперсных частиц в случае реализации броуновского механизма релаксации.

Следует заметить, что повышение температуры до комнатных значений приводит к сглаживанию максимумов, которые приобретают достаточно выраженный характер при дополнительном воздействии постоянного магнитного поля, при этом увеличение напряженности магнитного поля приводит к смещению максимумов в область более высоких температур. Анализ частотных зависимостей мнимой части магнитной восприимчивости также позволяет определить время релак-

сации как величину, равную обратной частоте, соответствующей максимуму χ'' и получить ее зависимость от температуры. Полученная таким способом зависимость времени релаксации от обратной температуры приведена на рис. 3 (кривая 2), сопоставление которой с аналогичной зависимостью полученной ранее путем анализа температурных зависимостей χ'' , полученных при различных частотах измерительного поля (кривая 1), позволяет сделать заключение об удовлетворительном согласии значений времен релаксации, однако констатировать некоторое отличие энергий активации, характеризующих поворот дисперсных частиц. Возможно, это связано с возникновением агрегатов при переходе образцов из твердого состояния в жидкое с последующим их растворением при дальнейшем повышении температуры, влияющим на ход температурных зависимостей магнитной восприимчивости. Вместе с тем следует обратить внимание на существенное различие энергий активации, необходимой для поворота дисперсной частицы и вязкого течения, как дисперсионной среды, так и самой магнитной жидкости. Кроме того согласие экспериментальной и теоретически рассчитанной кривых зависимости магнитной восприимчивости от температуры в температурном интервале, соответствующем ее максимуму нельзя считать удовлетворительным. При этом совпадение температуры максимума рассчитанной кривой, с температурой экспериментально установленного максимума наблюдается только в случае использования при расчетах значений размеров частиц, существенно превышающих размеры, определенные с помощью электронной микроскопии. Все это может указывать на недостаточную корректность объяснения наблюдаемых явлений особенностями релаксации магнитных моментов отдельных коллоидных частиц. Кроме того, фактическое исчезновение максимума на зависимости $\chi''(T)$ при комнатных температурах и его появление при этих же условиях при дополнительном воздействии постоянного магнитного поля также не укладывается в рамки магнитной релаксации отдельных частиц. Очевидно полученные результаты необходимо связывать с проявлением коллективных эффектов в системе коллоидных дипольных частиц.

Действительно, анализ температурных зависимостей времени релаксации полученных как с помощью анализа температурных зависимостей мнимой части магнитной восприимчивости, так и по ее частотным зависимостям показал, что они могут быть аппроксимированы зависимостью Воглея-Фулчера, характерной для описания так называемых дипольных стекол [4], [7]. Так температурная зависимость времени релаксации определенная из результатов температурных исследо-

ваний мнимой части магнитной восприимчивости при различных частотах подчиняется функции вида

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{W}{k(T - T_0)}\right)$$

Возможно, образование такого состояния в исследованных магнитных жидкостях реализуется вследствие ее особого структурного состояния в температурном интервале, соответствующем переходу *аморфной дисперсионной среды* от твердого состояния в жидкое.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (проект 16-03-00054) и Министерства образования и науки РФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Pshenichnikov A.F., Lebedev A. V.** Magnetic susceptibility of concentrated ferrocolloids // Colloid J. 2005. Vol. 67, № 2. P. 189–200.
2. **Pshenichnikov A.F., Lebedev A. V., Morozov K.I.** Effect of interaction between particles on the magnetostatic properties of magnetic liquids // Magnetohydrodynamics. 1987. Vol. 23, № 1. P. 31–36.
3. **Mamiya H., Nakatani I., Furubayashi T.** Phase Transitions of Iron-Nitride Magnetic Fluids // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84, № 26. P. 6106–6109.
4. **Minakov A.A., Zaitsev I.A., Lesnih U.I.** Critical behaviour of magnetic fluids near superparamagnetic- dipole-glass transition // J. Magn. Magn. Mater. 1990. Vol. 85, № 1-3. P. 60–62.
5. **O'Grady K., Popplewell J., Charles S.W.** Initial susceptibility of ferrofluids // J. Magn. Magn. Mater. 1983. Vol. 39, № 1-2. P. 56–58.
6. **Dikanskii Y.I., Ispiryayev A.G., Kunikin S.A., Radionov A. V.** On the Nature of the maximum in the temperature dependence of magnetic liquid susceptibility // Tech. Phys. 2015. Vol. 60, № 8. P. 1204–1207.
7. **Zhang J., Boyd C., Luo W.** Two Mechanisms and a Scaling Relation for Dynamics in Ferrofluids // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 77. P. 390–393.

ВЗАИМОСВЯЗЬ ПРОЦЕССОВ ПОЛЯРИЗАЦИИ И СТРУКТУРИРОВАНИЯ В МИКРОСЛОЕ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

Морозова Т.Ф., Демин М.С.¹, Морозов А.С.
ФГАОУ ВО «Северо-Кавказский федеральный университет»
355009, г. Ставрополь, ул. Пушкина, 1, demin_ms@mail.ru¹

Аннотация: приведены результаты анализа взаимосвязи процессов поляризации со структурированием в микрослоях магнитных наножидкостей при воздействии внешних факторов: температуры, электрического и магнитного полей, а также изменений структурного состава, типа и количества стабилизатора.

Ключевые слова: магнитная жидкость, микрослой, поляризация, электрическое поле, структурирование, стабилизатор.

THE INTERRELATION OF PROCESSES OF POLARISATION AND STRUCTURING IN MICROSLOT MAGNETIC LIQUID

Morozova T.F., Демин M.S.¹, Morozov A.S.
Federal STATE Autonomous educational institution
«North-Caucasian Federal University»
355009, Stavropol, Pushkin St., 1. demin_ms@mail.ru¹

Keyword: the results of analysis of the polarization relationship of the processes in structuring microlayers magnetic nanofluids under the influence of external factors: temperature, electric and magnetic fields, as well as changes in the structural composition, the type and amount of stabilizer have been presented.

Keywords: magnetic fluid, microlayer, polarization, electric field, structuring, stabilizer.



МОРОЗОВА Татьяна Федоровна – кандидат физико-математических наук, доцент, доцент кафедры автоматизированных электроэнергетических систем и электроснабжения ИЭЭиН СКФУ. Автор около 50 научных трудов. Область научных интересов – электрофизические свойства магнитных жидкостей.



ДЕМИН Максим Сергеевич – кандидат физико-математических наук, доцент, доцент кафедры автоматизированных электроэнергетических систем и электроснабжения ИЭЭиН СКФУ. Автор более 20 научных трудов. Область научных интересов – электрофизика магнитных жидкостей.



МОРОЗОВ Антон Сергеевич – магистрант первого курса Института информационных технологий и телекоммуникаций СКФУ. Область научных интересов – применение информационных технологий для управления данными.

Микроструктурные образования и их трансформации, влияя на макроскопические свойства дисперсных систем, являются основой для регулирования процессов получения материалов с заданными свойствами, поэтому в [1] указывалось на актуальность изучения возможности управления электрофизическими характеристиками микрослоев магнитных наножидкостей (МЖ), воздействуя на их структуру внешними полями.

Рассматриваемые высокодисперсные коллоиды ферромагнетиков – магнитные наножидкости представляют собой матричные смеси, поэтому при анализе поляризационных процессов, происходящих в магнитных жидкостях, не исключается возможность применения формул Оделевского и Брюггемана, а также обобщенной формулы Клаузиса-Мосотти (Ланжевена-Дебая), связывающей диэлектрическую проницаемость с поляризуемостью составляющих его молекул [2].

Результаты экспериментов с подачей постоянного поляризующего напряжения на микрослой МЖ, представленные в [3] свидетельствуют о нелинейном изменении электроемкости с выраженным максимумом, в котором фиксируется устойчивое структурирование его приэлектродных областей [4]. Проведенный в [5] анализ взаимосвязи эффективной диэлектрической проницаемости с процессами структурирования показал, что относительная роль гетеро- и гомозарядов в формировании структурного состояния зависит от геометрии эксперимента, температуры, величин напряженности электрического и магнитного полей и физических свойств границы «электрод – диэлектрик» [6].

Многочисленные исследования микрослоев магнитных жидкостей свидетельствуют о возникновении пространственных структурных образований под воздействием температуры, внешних электрических и магнитных полей, вид которых определяется характером и степенью взаимной ориентации молекул дисперсионной среды и магнитных наночастиц, т. е. процессами поляризации. Для «классических» МЖ на основе керосина, стабилизированных олеиновой кислотой, вопросы поляризации и связанные с ними процессы структурирования рассматривались в работах [4, 7, 8].

Целью настоящего исследования является анализ поляризационных процессов, происходящих в микрослоях магнитных наножидкостей.

Результаты экспериментов, являющиеся объектом анализа, получены из работ [2, 3, 4–7] для микрослоев магнитной жидкости 50–100 мкм, которые создавались между двумя плоскопараллельными электродами с размерами 40x50 мм² – стеклянными пластинами с проводящей поверхностью, создаваемой напылением In₂O₃-SnO₂ толщиной до 0,4 мкм или стальными пластинами, т. е. микроконденсатора. Микроскопические наблюдения в оптический микроскоп и фотографирование структурного состояния приэлектродных микрослоев производились одновременно с измерением величин электроемкости и электропроводности на частоте 1 кГц с подачей постоянного поляризующего напряжения до величины 20В интервала температур 20 – 100 °С, а однородное магнитное поле $H = 30$ кА/м создавалось катушками Гельмгольца и направлялось параллельно электрическому. Наблюдения в проходящем свете дали возможность проследить динамику образования и трансформацию приэлектродных структур микрослоя магнитной наножидкости.

Ранее в работах [4, 5] МЖ с объемной концентрацией 6 % твердой фазы – магнетита в дисперсионной среде «керосин» определена как концентрация с наиболее ярко выраженными процессами структурирования и поляризации. Полученные зависимости времен релаксации в работе [10] также указывают на особое положение МЖ данной концентрации (рисунок), где для нее на кривых $\Delta C/C = f(U_{II})$ и $\tau = f(U_{II})$ выделено три характерных участка:

- а) первый участок свидетельствует о начальной стадии формирования слабопроводящих приэлектродных областей;
- б) второй – о полностью сформированных приэлектродных областях с устойчивыми структурными образованиями;
- в) третий – о развитых ЭГД-течениях, приводящих к разрушению приэлектродных структурных областей.

Для магнитных наножидкостей с концентрацией твердой фазы 8–10 % процессы формирования приэлектродных слоев аналогичны рассмотренной 6 % жидкости; разрушений в микрослое с концентрацией 12–14 % твердой фазы под воздействием ЭГД-течений практически не наблюдается в силу большей вязкости и структурного сопротивления магнитной жидкости. В микрослоях магнитной жидкости с малыми концентрациями 2 – 4 % твердой фазы в исследуемом диапазоне изменения электрического поля 0 – 20 В устойчивых микроструктурных образований в приэлектродных областях не наблюдается из-за постоянного разрушения их ЭГД-течениями.

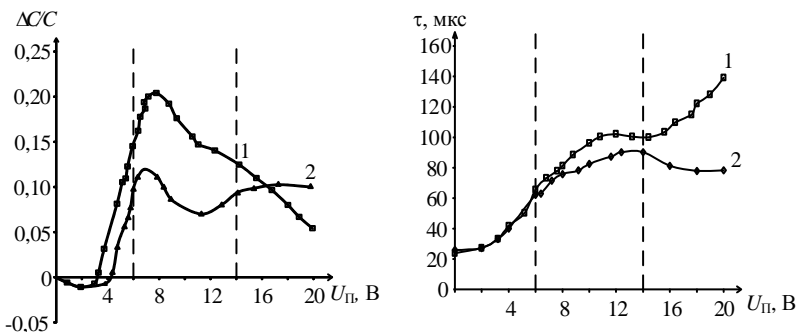


Рисунок. Зависимости $\Delta C/C = f(U_{н})$ и сравнительная характеристика $\tau = f(U_{н})$ в микрослое магнитной наножидкости ($d = 50$ мкм) с концентрацией твердой фазы:
 1 – 6 %, тип «магнетит в керосине»;
 2 – 6 % с избытком олеиновой кислоты (1 % к объему)

Проведенные исследования дали возможность в работе [9] провести статистическую обработку экспериментальных результатов, в которой для диапазона концентраций 2 – 14 % получены корреляции между величиной напряженности электрического поля, концентрацией твердой фазы, толщиной микрослоя наножидкости и температурной средой. На основании экспериментальных данных была построена регрессионная модель, связывающая все исследуемые параметры, подобраны коэффициенты модели и выполнен расчет погрешностей.

Результаты расчета времен релаксации микрослоев магнитной жидкости концентрационного диапазона 2 – 14 % в функции от изменений температуры 20–100⁰ С в отсутствии электрического поля показали снижение времени релаксации с увеличением температуры практически по экспоненциальному закону. Дополнительное воздействие температуры на микрослой жидкости, находящейся в поляризующем напряжении, величина которого соответствует его наибольшей поляризации, снижает время релаксации, т. к. увеличение температуры способствует возрастанию подвижности ионов и магнитных наночастиц.

Образование новой, более концентрированной фазы в первоначально однородной МЖ при воздействии постоянного электрического поля может быть интерпретировано на основе представлений об устойчивости коллоидов. При этом получение устойчивого коллоида связано с выбором стабилизатора (поверхностно-активного вещества – ПАВ), оптимизацией соотношения между его компонентами, переводом дисперсной фазы из одного типа дисперсионной среды в другой. В

работе [5] показано, что увеличение свободной олеиновой кислоты до 1 % к объему «классической» магнитной жидкости при прочих равных условиях эксперимента обуславливает циркуляцию приэлектродных областей микрослоя в виде «ячеек Бенара», границы которых состоят из магнитных частиц. Расчетные зависимости и результаты микроскопических наблюдений приэлектродных областей микрослоя магнитной жидкости показывают, что увеличение вязкости за счет дополнительного введения стабилизатора приводит к уменьшению времени формирования и упорядочению их структурного состояния.

Образование пространственных микроструктур под воздействием внешних электрических и магнитных полей определяется характером и степенью взаимной ориентации молекул дисперсионной среды и магнитных частиц, т. е. процессами поляризации, поэтому в [2] отмечено, что поляризация МЖ, возникающая под действием электрического поля, является совокупностью ионной и ориентационной поляризации. Предполагается, что дополнительное введение стабилизатора и смена «классической» дисперсионной среды на более вязкую, уменьшая активный объем дисперсионной среды микрослоя, способствуют переходу микрослоя магнитной наножидкости в состояние структурного упорядочения аналогично магнитно-реологической суспензии. Для сохранения пространственно-временного состояния микроструктурных образований в микрослое наножидкости, обусловленных процессами поляризации, возможно применение метода «замораживания» структуры, нашедшего отражение в работе [2].

Так как значения времен релаксации определяются свойствами и структурным состоянием системы и зависят от внешних условий, то для рассматриваемых микрослоев магнитной жидкости, можно полагать, чем больше время релаксации, тем медленнее протекает нестационарный процесс – зарождения структурных образований. Вид структурных образований определяется концентрацией твердой фазы, свойствами дисперсионной среды, количеством и структурой стабилизатора, толщиной микрослоя магнитной жидкости, внешними электрическими и магнитными полями, температурой среды и материалом электродов [3 – 6]. Состояние равновесия по каждому из этих параметров определяет практически неизменную величину времени релаксации, которая соответствует времени установления термодинамического равновесия – формирования пространственных устойчивых микроструктурных образований приэлектродных областей, соответствующих наибольшей поляризации в микрослое магнитной наножидкости.

Из проведенного анализа можно сделать выводы, что для получения необходимой управляемой электрокоагуляционной структуры

магнитной наножидкости, следует к полученным корреляциям ввести дополнительные взаимосвязи от структурного состава и количества стабилизатора, а также типа дисперсионной среды, что требует дальнейших исследований в этом направлении.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кожевников В.М., Морозова Т.Ф., Аверьянов П.В. Управление структурным состоянием магнитного коллоида в приэлектродной области // Матер. Международной конф. «Химия твердого тела и современные микро-и нанотехнологии». 2002. Кисловодск. С.260-261.
2. Морозова, Т. Ф. Процессы поляризации в микрослое магнитной жидкости / Т. Ф. Морозова // Вестник СевКавГТУ, №2 (23), Ставрополь: СевКавГТУ, 2010. С. 45 – 50.
3. Кожевников В.М., Морозова Т.Ф. Электрофизические параметры тонких слоев магнитной жидкости и ее компонентов // Сб. науч. тр. СевКавГТУ. Серия «Физико-химическая». 1999. Вып.3. С.60-66.
4. Kozhevnikov, V. M. Dielectric permittivity of a magnetic fluid stratum in electric and magnetic fields / V. M. Kozhevnikov, T. F. Morozova // *Magneto hydrodynamics*. Vol. 37. N 4. 2001. P. 383–388.
5. Морозова Т.Ф. Формирование структуры в магнитной жидкости при воздействии поляризующего напряжения. Дис. канд. физ.-мат.наук. Ставрополь: СевКавГТУ, 2002. 229 с.
6. Аверьянов, П. В. Электрофизические свойства магнитодиэлектрического коллоида при воздействии поляризующего напряжения / П. В. Аверьянов, В.М.Кожевников, Т.Ф.Морозова // Известия ВУЗов. Северо-Кавказский регион. Техн. науки. № 1. Новочеркасск: Южно-Российский ГТУ. 2004. С. 49–54.
7. Диканский, Ю. И. Структурные превращения в магнитной жидкости в электрическом и магнитном полях / Ю. И. Диканский, О. А. Нечаева // Коллоидный журнал. Т. 65. 2003. № 3. С. 338–342.
8. Динамика развития процессов самоорганизации в тонком слое магнитной жидкости при воздействии постоянного электрического поля / В. М. Кожевников [и др.] // Журнал Технической Физики. Т. 79. 2006. Вып. 7. С. 129–131.
9. Кожевников В.М. Статистическая обработка результатов исследования электрофизических свойств тонких слоев магнитной жидкости/ Т. Ф. Морозова, С. А. Филиппов // Сб.науч.тр. СтГТУ, серия «Естественнонаучная». Вып.2. 1999. С.104-107.
10. Морозова, Т. Ф. Взаимосвязь процессов поляризации и структурирования в микрослое магнитной жидкости/ Т. Ф. Морозова, М. С. Демин // Вестник СевКавГТУ. № 3 (32), Ставрополь : СевКавГТУ, 2012. С. 9 – 12.

РАСКРУЧИВАНИЕ СПИРАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА

Захлевных А.Н., Кузнецова К.В.

Пермский государственный национальный исследовательский
университет, Пермь, Российская Федерация,
E-mail: raddabuy@yandex.ru

Аннотация: В рамках континуальной теории исследуется индуцированное магнитным полем раскручивание спиральной структуры компенсированного феррохолестерика – жидкокристаллического аналога антиферромагнетика. Получено уравнение для поля перехода в ферронематическую фазу и исследована зависимость поля перехода от материальных параметров суспензии.

Ключевые слова: магнитная жидкость, холестерический жидкий кристалл, феррохолестерик, ферронематик, фазовые переходы, жидкокристаллический антиферромагнетик.

UNWINDING OF SPIRAL STRUCTURE OF LIQUID CRYSTALLINE ANTIFERROMAGNETIC

Zakhlevnykh A.N., Kuznetsova K.V.

Perm State University, Perm, Russian Federation,
E-mail: raddabuy@yandex.ru

Abstract: On the base of continuum theory we study magnetic field induced unwinding of spiral structure of compensated ferrocholesteric, i.e., liquid-crystalline analog of antiferromagnetic. We derive the equation for the transition field in ferro-nematic phase and study the dependence of the transition field on material parameters of a suspension.

Key words: magnetic fluid, cholesteric liquid crystal, ferrocholesteric, ferronematic, phase transitions, liquid-crystalline antiferromagnetic.



ЗАХЛЕВНЫХ Александр Николаевич, доктор физ.-мат. наук, профессор, заведующий кафедрой физики фазовых переходов Пермского государственного национального исследовательского университета, Заслуженный работник высшей школы Российской Федерации. Автор свыше 150 научных статей. Области научных интересов: физика жидких кристаллов, физика суспензий магнитных частиц в жидких кристаллах, физика фазовых переходов, физика мягких конденсированных сред.



КУЗНЕЦОВА Ксения Владимировна окончила Пермский государственный университет в 2015 году. Аспирант кафедры физики фазовых переходов Пермского государственного национального исследовательского университета. Области научных интересов: физика суспензий магнитных частиц в жидких кристаллах, физика фазовых переходов.

Суспензии игольчатых магнитных наночастиц, внедренных в холестерический жидкий кристалл (ХЖК), называются феррохолестериками (ФХ). В результате сильной ориентационной связи между длинными осями анизометричных частиц и ХЖК малые концентрации наночастиц (доли процента по объему) приводят к повышению магнитной восприимчивости на несколько порядков, поэтому спиральная структура ФХ раскручивается в слабых магнитных полях и ФХ переходит в ферронематическую (ФН) фазу. Если не предпринимать особых мер при внедрении ферромагнитных наночастиц в ХЖК, то суспензия окажется в компенсированном состоянии: объемные доли магнитной примеси с противоположно направленными магнитными моментами будут одинаковы. Такая компенсированная ФХ фаза является жидкокристаллическим аналогом геликоидального антиферромагнетика.

Направим магнитное поле $\mathbf{H} = (0, H, 0)$ перпендикулярно оси спиральной структуры ФХ. ФХ обладает двумя механизмами взаимодействия с магнитным полем: дипольным (влияние магнитного поля на феррочастицы) и квадрупольным (влияние поля на диамагнитную ХЖК матрицу). Сцепление между молекулами ХЖК-матрицы и наночастицами предполагается жестким гомеотропным, т.е. магнитные частицы внедрены в ХЖК таким образом, что их главные оси перпендикулярны локальному директору \mathbf{n} . Диамагнитную анизотропию ХЖК χ_a будем считать положительной, поэтому директор стремится повернуться в направлении поля. В этом случае имеется конкуренция дипольного и квадрупольного механизмов воздействия поля на ФХ. Деформация ориентационной структуры ФХ может быть изучена в рамках континуальной теории [1–3], основанной на функционале свободной энергии. Выражение для свободной энергии ФХ имеет вид

$$F = \iiint (F_1 + F_2 + F_3 + F_4) dV, \quad (1)$$

$$F_1 = \frac{1}{2} \left[K_{11} (\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + K_{22} (\mathbf{n} \cdot \nabla \times \mathbf{n} + q_0)^2 + K_{33} (\mathbf{n} \times \nabla \times \mathbf{n})^2 \right],$$

$$F_2 = -\frac{1}{2} \chi_a (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H})^2, \quad F_3 = -M_s (f_+ - f_-) (\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}),$$

$$F_4 = \frac{k_B T}{v} (f_+ \ln f_+ + f_- \ln f_-),$$

где K_{11} , K_{22} , K_{33} – упругие модули Франка; q_0 – собственное волновое число спирали ХЖК, \mathbf{n} – директор жидкого кристалла; \mathbf{m} –

единичный вектор намагниченности; M_s – намагниченность насыщения материала феррочастиц; f_+ и f_- – объемные доли частиц с магнитными моментами $\boldsymbol{\mu}_+ = M_s v \mathbf{m}_+$ и $\boldsymbol{\mu}_- = M_s v \mathbf{m}_-$, направленными параллельно ($\mathbf{m}_+ \equiv \mathbf{n}$) и антипараллельно ($\mathbf{m}_- \equiv -\mathbf{n}$) локальному директору \mathbf{n} , соответственно; d – поперечный диаметр частицы; v – объем частицы; k_B – постоянная Больцмана; T – температура. Нами рассматривается магнитокомпенсированная суспензия, в которой в отсутствие поля $f_{\pm} \equiv \bar{f}/2$, где $\bar{f} = Nv/V$, N – число магнитных частиц в суспензии, V – объем ФХ. Мы полагаем $\bar{f} \ll 1$, что позволяет пренебречь межчастичными магнитными диполь-дипольными взаимодействиями в суспензии.

Слагаемое F_1 в выражении (1) является потенциалом Озеена-Франка; F_2 описывает взаимодействие ЖК-матрицы с внешним полем; F_3 учитывает взаимодействие магнитных моментов частиц с полем; и слагаемое F_4 описывает вклад энтропии смешения идеального раствора частиц в суспензии.

Под действием магнитного поля, направленного перпендикулярно оси спирали ФХ, ориентационная структура ФХ геликоидальный характер, и векторы \mathbf{n} и \mathbf{m} можно представить в виде

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

Выбирая в качестве единицы длины q_0^{-1} , определим безразмерные величины [2]

$$h = \frac{H}{q_0 \sqrt{K_{22} / \chi_a}}, \quad \xi = \frac{M_s \bar{f}}{q_0 \sqrt{K_{22} \chi_a}}, \quad \kappa = \frac{k_B T \bar{f}}{q_0^2 K_{22} v}. \quad (3)$$

Здесь h представляет собой безразмерную напряженность поля, измеренную в единицах поля перехода в чистом ХЖК. Параметр ξ характеризует относительную роль дипольного и квадрупольного механизмов влияния поля на ФХ (при больших ξ преобладает дипольный механизм, при малых – квадрупольный), а параметр κ является сегрегационным параметром (при больших κ сегрегация несущественна).

Полная свободная энергия (1) ФХ представляет собой функционал относительно функций $\varphi(z)$, $f_+(z)$ и $f_-(z)$. Минимизация свободной

энергии(1) по $f_+(z)$ и $f_-(z)$ при условии постоянства числа частиц в суспензии

$$\int (f_+ + f_-) dV = N\nu \quad (4)$$

дает распределение концентрации частиц в магнитных подсистемах

$$g_{\pm}(z) = Q \exp \left\{ \pm \frac{\xi h}{\kappa} \cos \varphi(z) \right\} \quad (5)$$

(здесь множитель Q определяется условием (4) и $g_{\pm} = f_{\pm} / \bar{f}$). Формула (5) описывает эффект сегрегации магнитной примеси [1], заключающийся в том, что частицы мигрируют вдоль оси спирали в те ее части, в которых минимальна их зеэмановская энергия в поле \mathbf{H} .

Минимизация свободной энергии (1) по $\varphi(z)$ приводит к системе уравнений для шага спирали p и средней намагниченности в направлении поля

$$pq_0 = \int_0^{2\pi} A^{-1/2}(\varphi) d\varphi, \quad \int_0^{2\pi} A^{1/2}(\varphi) d\varphi = 2\pi, \quad (6)$$

$$\langle M_y \rangle = (pq_0)^{-1} Q = \int_0^{2\pi} \cos \varphi \sinh[(\xi h / \kappa) \cos \varphi] A^{-1/2}(\varphi) d\varphi, \quad (7)$$

где намагниченность отнесена к $M_s \bar{f}$ и введена функция

$$A(\varphi) = C - h^2 \sin^2 \varphi - 2\kappa(g_+ + g_-). \quad (8)$$

Как отмечалось выше, магнитное поле \mathbf{H} , приложенное перпендикулярно оси спиральной структуры, вызывает ее раскручивание. При достижении некоторого критического значения h_c шаг спиральной структуры обращается в бесконечность, т.е. происходит переход в ферронематическую фазу. Критическое поле перехода определяется из условия равенства свободной энергии ФХ и раскрученного полем ФН с однородным распределением твердой фазы и удовлетворяет уравнению

$$\int_0^{2\pi} \sqrt{h_c^2 (\sin^2 \varphi_0 - \sin^2 \varphi) + 2\kappa \left[1 - \frac{\cosh[(\xi h_c / \kappa) \cos \varphi]}{\cosh[(\xi h_c / \kappa) \cos \varphi_0]} \right]} d\varphi = 2\pi. \quad (9)$$

Здесь φ_0 – не зависящий от координат угол ориентации директора в ФН, определяемый из условия минимума свободной энергии (1). Одно из решений $\varphi_0 = 0$ согласно формуле (2) дает $\mathbf{n} = (1, 0, 0)$, $\mathbf{m} = (0, 1, 0)$, т.е. в раскрученной полем ФН $_{\parallel}$ фазе $\mathbf{n} \perp \mathbf{m} \parallel \mathbf{H}$. Другое

решение $\varphi_0 = \pi/2$ отвечает ФН_⊥ фазе, в которой $\mathbf{m} \perp \mathbf{n} \parallel \mathbf{H}$. Заметим еще, что согласно формуле (5), в фазе ФН_∥, где $\varphi_0 = 0$, разность объемных долей $g_+ - g_- \neq 0$, т.е. ФН не является компенсированным и такая фаза является жидкокристаллическим аналогом ферромагнетика. Этим она отличается от фазы ФН_⊥, в которой $\varphi_0 = \pi/2$ и $g_+ = g_- = 1/2$, т.е. фаза ФН_⊥ антиферромагнитна.

На рис. 1 показаны зависимости критического поля $h_c(\xi)$, построенные путем численного решения уравнения (9).

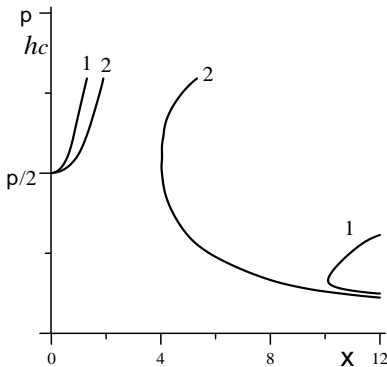


Рис. 1. Зависимость критического поля h_c от параметра ξ (кривая 1 - $\kappa = 5$, кривая 2 - $\kappa = 1$)

Как видно из рис. 1, для заданного κ имеется значение параметра ξ , равное $\xi_*(\kappa)$, отвечающее вершине параболообразной кривой 1 или 2, при котором меняется последовательность переходов, возникающих в ФХ под действием магнитного поля. При $\xi > \xi_*$ зависимость $h_c(\xi)$ двузначна: заданному значению ξ отвечают два значения h_c . Область, ограниченная параболообразной кривой $h_c(\xi)$ отвечает фазе ФН_∥, под кривой и над ней ФХ фазе. В

отсутствие поля ФХ фаза не возмущена, но с ростом напряженности поля спиральная структура начинает деформироваться. Для заданного ξ значение h_c на нижней ветви параболообразной кривой фазового равновесия отвечает переходу в ФН_∥ фазу, которая остается устойчивой до достижения полем значения, соответствующего верхней ветви кривой $h_c(\xi)$, где преобладающим является квадрупольный механизм и ФН-фаза сменяется возвратной ФХ фазой, вызванной закручиванием холестерической спирали. Таким образом, в данной области значений параметра ξ при увеличении поля система претерпевает последовательность фазовых переходов феррохолестерик – ферронематик – феррохолестерик. Появление возвратной фазы является результатом сегрегационных процессов и конкурирующего влияния дипольного и квадрупольного ориентационных механизмов, которые стремятся раскрутить спиральную структуру в противоположных направлениях. За-

метим, что поле перехода в нематическую фазу в чистом ХЖК равно $\pi/2$ в безразмерных единицах, поэтому присутствие магнитной примеси при $\xi > \xi_*$ значительно понижает поле раскручивания спиральной структуры ФХ.

При $\xi < \xi_*$ преобладающим является типичный для жидких кристаллов квадрупольный механизм влияния поля и раскручивание спиральной структуры ФХ происходит в полях, больших $\pi/2$, Здесь выше левой ветви кривой $h_c(\xi)$ находится антиферромагнитная фаза ФН_\perp с компенсированной магнитной примесью.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 16-42-590539).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Brochard F., de Gennes P.G.** Theory of magnetic suspensions in liquid crystals // J. Phys. (France). 1970. Vol. 31. P. 691–708.
2. **Zakhlevnykh A.N., Sosnin P.A.** Ferrocholesteric – ferronematic transition in an external magnetic field // J. Magn. Magn. Mater. 1995. Vol. 146. P. 103–110.
3. **Zakhlevnykh A.N., Petrov D.A.** Orientational bistability and magneto-optical response in compensated ferronematic liquid crystals // J. Magn. Magn. Mater. 2016. Vol. 401. P. 188–195.

ПЕРЕХОД МЕЖДУ ФЕРРОМАГНИТНОЙ И ПАРАМАГНИТНОЙ ФАЗАМИ В СУСПЕНЗИИ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ В ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ

Захлевных А.Н., Лубнин М.С., Петров Д.А.

Пермский государственный национальный исследовательский
университет, Пермь, Российская Федерация,
E-mail: makslubnin@gmail.com

Аннотация: Построена теория среднего поля жидкокристаллической суспензии магнитных наночастиц. Изучен индуцированный магнитным полем фазовый переход между упорядоченной (ферромагнитной) и неупорядоченной (парамагнитной) фазами. Для расчета уравнений ориентационного равновесия использовано известное в теории магнетизма сферическое приближение. Изучены параметры порядка жидкокристаллической и примесной компонент суспензии как функции температуры и внешнего магнитного поля.

Ключевые слова: магнитная жидкость, жидкий кристалл, ферронематик, фазовые переходы.

THE TRANSITION BETWEEN THE FERROMAGNETIC AND PARAMAGNETIC PHASES IN SUSPENSIONS OF MAGNETIC NANOPARTICLES IN LIQUID CRYSTALS

Zakhlevnykh A.N., Lubnin M.S., Petrov D.A.

Perm State University, Perm, Russian Federation,
E-mail: makslubnin@gmail.com

Abstract: We propose mean-field theory of liquid-crystalline suspension of magnetic nanoparticles. We study magnetic-field induced phase transition between the ordered (ferromagnetic) and disordered (paramagnetic) phases. We derive the equations of orientational equilibrium in the framework of spherical approximation, which is known in the theory of magnetism. We study the order parameters of liquid-crystalline and dispersed subsystems as functions of temperature and external magnetic field.

Key words: magnetic fluid, liquid crystal, ferronematic, phase transitions.



ЗАХЛЕВНЫХ Александр Николаевич, доктор физ.-мат. наук, профессор, заведующий кафедрой физики фазовых переходов Пермского государственного национального исследовательского университета, Заслуженный работник высшей школы Российской Федерации. Автор свыше 150 научных статей. Области научных интересов: физика жидких кристаллов, физика суспензий магнитных частиц в жидких кристаллах, физика фазовых переходов.



ПЕТРОВ Данил Александрович окончил Пермский государственный университет в 2010 году. Кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики фазовых переходов Пермского государственного национального исследовательского университета. Имеет 47 научных публикаций, в том числе 25 статей, из них 9 статей в иностранных журналах. Области научных интересов: физика суспензий магнитных частиц в жидких кристаллах, физика фазовых переходов.



ЛУБНИН Максим Сергеевич окончил Пермский государственный университет в 2014 году. Аспирант кафедры физики фазовых переходов Пермского государственного национального исследовательского университета. Области научных интересов: физика суспензий магнитных частиц в жидких кристаллах, физика фазовых переходов.

Жидкие кристаллы (ЖК) обладают малой анизотропией диамагнитной восприимчивости, поэтому для управления их ориентационной структурой требуются достаточно большие магнитные поля ($H \sim 1$ кЭ). Этого недостатка лишены [1] высокодисперсные суспензии феррочастиц на основе нематических жидких кристаллов (НЖК), получившие название ферронематиков (ФН). Начальная магнитная восприимчивость ФН на несколько порядков выше, чем у НЖК, что позволяет управлять их ориентацией слабыми полями $H \sim 10$ Э.

В работе в рамках молекулярно-статистического подхода изучаются индуцированные внешним магнитным полем ориентационные переходы в ФН на основе точно решаемой сферической модели суспензии. Будем полагать, что сцепление директора с поверхностью феррочастиц мягкое и планарное, так что в отсутствие магнитного поля директор ЖК-матрицы и длинные оси феррочастиц параллельны. Направим магнитное поле $\mathbf{H} = (0, 0, H)$ по оси z .

Ориентацию отдельной стержнеобразной молекулы ЖК в точке \mathbf{r}_α будем описывать симметричным бесследовым тензором второго ранга

$$v_{ik}^\alpha = \sqrt{\frac{3}{2}} \left(v_{\alpha i} v_{\alpha k} - \frac{1}{3} (\mathbf{v}_\alpha)^2 \delta_{ik} \right), \quad (1)$$

где единичный вектор \mathbf{v}_α направлен вдоль главной оси α -й молекулы нематика ($\alpha = 1, N_n$). Для ансамбля примесных частиц аналогичным образом построим величину

$$e_{ik}^\beta = \sqrt{\frac{3}{2}} \left(e_{\beta i} e_{\beta k} - \frac{1}{3} (\mathbf{e}_\beta)^2 \delta_{ik} \right), \quad (2)$$

где единичный вектор \mathbf{e}_β направлен вдоль главной оси анизотричной частицы ($\beta = \overline{1, N_p}$). Макроскопические тензоры ориентации компонентов суспензии получаем статистическим усреднением тензоров (1) и (2):

$$\eta_{ik} \equiv \langle v_{ik}^\alpha \rangle = \sqrt{\frac{3}{2}} \eta \left(n_i n_k - \frac{1}{3} \delta_{ik} \right), \quad S_{ik} \equiv \langle e_{ik}^\beta \rangle = \sqrt{\frac{3}{2}} S \left(n_i n_k - \frac{1}{3} \delta_{ik} \right). \quad (3)$$

Будем полагать, что ориентации примесных частиц и ЖК матрицы в равновесии связаны между собой, поэтому тензоры (3) выражаются через единичный вектор \mathbf{n} в направлении преимущественной ориентации молекул ЖК – директор. Здесь введены скалярные параметры порядка $\eta \equiv \langle P_2(\mathbf{n}\mathbf{v}) \rangle$, $S \equiv \langle P_2(\mathbf{n}\mathbf{e}) \rangle$ (P_2 – второй полином Лежандра).

Энергия ориентационного взаимодействия ФН, рассматриваемого как смесь N_n молекул ЖК и N_p магнитных наночастиц, имеет вид [2]

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2} \sum_{\alpha \neq \beta}^{N_n} \sum_{\beta} A(r_{\alpha\beta}) v_{ik}^\alpha v_{ik}^\beta - \sum_{\alpha} \sum_{\beta}^{N_p} B(r_{\alpha\beta}) v_{ik}^\alpha e_{ik}^\beta - \sum_{\beta}^{N_p} \boldsymbol{\mu}_\beta \mathbf{H}. \quad (4)$$

Здесь первый вклад является энергией взаимодействия молекул нематика, второй – энергией взаимодействия между молекулами нематика и примесными частицами и последний – энергией магнитных моментов частиц $\boldsymbol{\mu}_\beta = M_s v_p \mathbf{e}_\beta$ во внешнем магнитном поле $\mathbf{H} = (0, 0, H)$ (\mathbf{e} – единичный вектор намагниченности; M_s – намагниченность насыщения материала феррочастиц, v_p – объем частицы). Здесь и далее по повторяющимся тензорным индексам подразумевается суммирование.

В этих выражениях $A(r_{\alpha\beta})$ и $B(r_{\alpha\beta})$ — энергии взаимодействия, зависящие от расстояния $r_{\alpha\beta} = |r_\alpha - r_\beta|$ между молекулами, либо между молекулами и частицами. Энергия $A(r_{\alpha\beta}) > 0$, что отвечает минимуму (4) при параллельной упаковке длинных осей молекул, а $B(r_{\alpha\beta})$ может иметь любой знак. Будем считать $B(r_{\alpha\beta}) > 0$, тогда минимуму энергии (4) в отсутствие внешних полей отвечает параллельная ориентация длинных осей молекул и дисперсных частиц (планарное сцепление, $\mathbf{v} \parallel \mathbf{e}$). Мы полагаем также $u_p \ll 1$, что позволяет пренебречь межчастичными магнитными диполь-дипольными взаимодействиями в ФН.

В приближении среднего поля из (4) получаем [2–4]

$$\mathcal{H} = \lambda \left\{ N_n \left(\frac{1}{2} y_n \eta_{ik} + y_p \omega \gamma S_{ik} \right) \eta_{ik} - \sum_{\alpha}^{N_n} \left(y_n \eta_{ik} + y_p \omega \gamma S_{ik} \right) v_{ik}^{\alpha} - \sum_{\beta}^{N_p} \left(y_n \omega \eta_{ik} e_{ik}^{\beta} - (\mu \mathbf{H} / \lambda) \mathbf{e}_{\beta} \right) \right\}. \quad (5)$$

Здесь введены обозначения для параметров среднего поля

$$\sum_{\alpha}^{N_n} A(r_{\alpha\beta}) = \frac{N_n}{V} A, \quad \sum_{\alpha}^{N_n} B(r_{\alpha\beta}) = \frac{N_n}{V} B, \quad \sum_{\beta}^{N_p} B(r_{\alpha\beta}) = \frac{N_p}{V} B, \quad \lambda = \frac{A}{v_n}$$

(V – объем ФН, v_n – объем молекулы НЖК). Определим объемные доли компонент $y_p = N_p v_p / V$, $y_n = N_n v_n / V = 1 - y_p$ и безразмерные параметры $\gamma = v_n / v_p$, $\omega = B / A$. Параметр ω описывает относительную роль анизотропного ориентационного взаимодействия между частицами и ЖК-матрицей, параметр γ характеризует относительный размер наночастиц.

Для вычисления статистического интеграла суспензии используем известное в теории магнетизма сферическое приближение [4]. В этом случае условие единичности векторов, характеризующих направление длинных осей молекул или частиц, заменяется более слабым, а именно, задается сумма квадратов этих векторов (т.н. сферическая связь), т.е. их единичность в среднем:

$$\sum_{\alpha=1}^{N_n} \mathbf{v}_{\alpha}^2 = N_n, \quad \sum_{\beta=1}^{N_p} \mathbf{e}_{\beta}^2 = N_p. \quad (6)$$

Условия сферической связи (6) учитываются в гамильтониане (5) методом множителей Лагранжа

$$\tilde{\mathcal{H}} = \mathcal{H} + \kappa_1 \left[\sum_{\alpha=1}^{N_n} \mathbf{v}_{\alpha}^2 - N_n \right] + \kappa_2 \left[\sum_{\beta=1}^{N_p} \mathbf{e}_{\beta}^2 - N_p \right]. \quad (7)$$

Здесь κ_1 и κ_2 – множители Лагранжа. Это приближение позволяет вычислить точно статистический интеграл

$$Z = \int \prod_{\alpha=1}^{N_n} dv_{\alpha x} dv_{\alpha y} dv_{\alpha z} \prod_{\beta=1}^{N_p} de_{\beta x} de_{\beta y} de_{\beta z} \exp \left(- \frac{\tilde{\mathcal{H}}}{k_B T} \right)$$

и свободную энергию $F = -k_B T \ln Z$. Здесь k_B – постоянная Больцмана; T – температура.

Уравнения ориентационного равновесия и множители Лагранжа определяются условиями минимума свободной энергии

$$\frac{\partial F}{\partial \eta} = \frac{\partial F}{\partial S} = \frac{\partial F}{\partial \kappa_1} = \frac{\partial F}{\partial \kappa_2} = 0.$$

Эти же уравнения получаются, конечно, путем вычисления средних в определении параметров порядка ($\eta \equiv \langle P_2(\mathbf{nv}) \rangle$, $S \equiv \langle P_2(\mathbf{ne}) \rangle$) и условий $\langle \mathbf{v}_\alpha^2 \rangle = 1$, $\langle \mathbf{e}_\beta^2 \rangle = 1$, вытекающих из соотношений сферической связи (6). Усреднение в этих выражениях осуществляется с функцией распределения $W = Z^{-1} \exp(-\tilde{\mathcal{H}}/k_B T)$ молекул и частиц по ориентациям их длинных осей. Исключая из получившихся уравнений κ_1 и κ_2 , приходим к следующему виду уравнений ориентационного равновесия ферронематика в магнитном поле

$$\begin{aligned} 3\eta\tau &= (1-\eta)(1+2\eta)(y_n\eta + y_p\omega\gamma S), \\ 3[\tau - y_n\omega\eta(1-S)] &= 3S\tau - y_n\omega\eta(1-S)(1+2S) = h^2(1-S)^2. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь $\tau = k_B T / \lambda$ безразмерная температура, $h = \mu H / \lambda$ безразмерная напряженность поля.

Результаты численного решения системы уравнений (8) представлены на рис. 1. Расчеты выполнены для $y_p = 0.05$, $\gamma = 0.06$ и $\omega = 2$. Термодинамически устойчивые ветви кривых показаны сплошной линией, вертикальные отрезки прямых отвечают скачкам параметров порядка в точке фазового перехода. В отсутствие поля при высоких температурах ФН находится в изотропной фазе. При понижении температуры при $\tau = \tau_c$ в ЖК-матрице происходит фазовый переход в упорядоченную фазу [4]. Этим переходом индуцируется ориентационное упорядочение магнитных частиц и при $\tau = \tau_c = 0.3559$ параметры порядка претерпевают скачки $\eta_c = 0.3306$ и $S_c = 0.5535$, характерные для фазовых переходов первого рода [4].

На рис. 1 показано поведение параметров порядка в магнитном поле. Если поле приложено при $\tau > \tau_c$, оно ориентирует магнитные частицы, а ориентационное сцепление частиц с ЖК-матрицей передает это упорядочение молекулам ЖК, в результате чего упорядочивается ЖК-матрица. Такая высокотемпературная фаза ФН является парамагнитной и характеризуется параметром порядка S . Для выбранных зна-

чений параметров модели упорядоченность матрицы мала (см. кривые 1 на рис. 1). С понижением температуры происходит переход первого рода в высокоупорядоченную ферромагнитную фазу. Этот переход показан на рис. 1 вертикальными отрезками прямой между двумя частями Z-образной кривой.

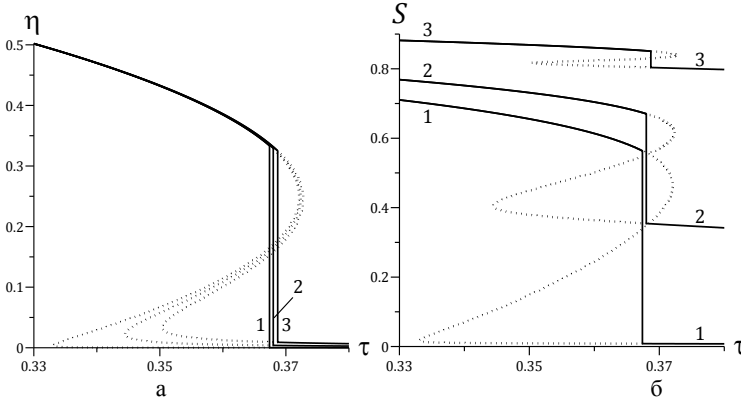


Рис. 1. Зависимость параметра порядка ЖК-матрицы η и магнитных частиц S от температуры в магнитном поле при $y_p = 0.01$, $\gamma = 0.06$ и $\omega = 2$.

Кривые 1 – $h = 0.1$, $\tau_{c1} = 0.3674$, $\eta_{c1}^{up} = 0.3336$, $\eta_{c1}^{down} = 0.0001$, $S_{c1}^{up} = 0.5636$, $S_{c1}^{down} = 0.0083$. Кривые 2 – $h = 1$, $\tau_{c2} = 0.3680$, $\eta_{c2}^{up} = 0.3296$, $\eta_{c2}^{down} = 0.0039$, $S_{c2}^{up} = 0.6705$, $S_{c2}^{down} = 0.3544$. Кривые 3 – $h = 5$, $\tau_{c3} = 0.3687$, $\eta_{c3}^{up} = 0.3246$, $\eta_{c3}^{down} = 0.0091$, $S_{c3}^{up} = 0.8506$, $S_{c3}^{down} = 0.8036$.

Влияние упорядочения ЖК-матрицы на феррочастицы показано на рис. 1б. При $\tau > \tau_c$ суспензия ведет себя как обычная магнитная жидкость, поэтому магнитные частицы легко ориентируются полем. Как видно из рис. 1б (кривая 3), частицы ориентированы вдоль поля до насыщения уже в паранематической фазе. По этой причине ниже точки τ_c , когда ориентирующее влияние ЖК-матрицы становится сильным, рост параметра порядка S при понижении температуры становится слабым. Сравнение кривых 1 и 2 на рис. 1б показывает, что в слабых полях влияние ЖК-матрицы на упорядочение ансамбля магнитных частиц весьма существенно.

Результаты расчетов в сферическом приближении (рис. 1) количественно правильно отвечают модели среднего поля [3].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 16-02-00196).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Brochard F., Gennes P. G. de.** Theory of magnetic suspensions in liquid crystals // J. Phys. (France). 1970. Vol. 31. P. 691–708.
2. **Ахметзянов Р.Г., Захлевных А.Н., Райхер Ю.Л.** Молекулярно-статистическая теория ферронематиков // В кн. "Магнитные свойства ферроколлоидов". Свердловск: УрО АН СССР, 1988. – С. 63–74.
3. **Raikher Yu.L., Stepanov V.I., Zakhlevnykh A.N.** Mean-field description of the order-disorder phase transition in ferromematics // Soft Matter. 2013. Vol. 9. P. 177–184.
4. **Захлевных А.Н., Лубнин М.С., Петров Д.А.** Об одной простой молекулярно-статистической модели жидкокристаллической суспензии анизометричных частиц // ЖЭТФ. 2016. Т. 150, вып. 11.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
БИСТАБИЛЬНОСТИ ДЕФОРМАЦИИ ТОНКОГО ТЕЛА
ИЗ НАМАГНИЧИВАЮЩЕГОСЯ ЭЛАСТОМЕРА
В МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

Меркулов Д.И.¹, Налетова В.А., Пелевина Д.А., Турков В.А.

ФГБОУ ВО «Московский государственный университет
имени М.В. Ломоносова»,

119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы,

E-mail: merkulovdima@mail.ru¹

Аннотация: Экспериментально исследована деформация тонкого цилиндрического тела из намагничивающегося эластомера на силиконовой основе в магнитном поле электромагнитной катушки. Предложена методика измерения коэффициентов упругости намагничивающегося эластомера в модели Муни-Ривлина. Показано, что при некоторых значениях тока в катушке существует бистабильность равновесных форм тела из намагничивающегося эластомера.

Ключевые слова: намагничивающийся эластомер, бистабильность деформации, магнитное поле, модель Муни-Ривлина.

**EXPERIMENTAL STUDY OF BISTABILITY OF DEFORMATION
OF THE THIN BODY WITH THE MAGNETIZABLE ELASTOMER
IN A MAGNETIC FIELD**

Merkulov D.I.¹, Naletova V.A., Pelevina D.A., Turkov V.A.

Lomonosov Moscow State University,

119991, Russian Federation, Moscow, Leninskiye gory,

E-mail: merkulovdima@mail.ru¹

Abstract: Deformation of the thin cylindrical body with the magnetizable elastomer based on silicone in the magnetic field of the electromagnetic coil is studied experimentally. Bistability deformation of this body is observed. The method of measuring of elasticity coefficients of the Mooney-Rivlin model is proposed. Bistability of equilibrium shapes of the body with the magnetizable elastomer at some values of the coil current is found numerically.

Key words: magnetizable elastomer, bistability of deformation, magnetic field, Mooney-Rivlin model.



МЕРКУЛОВ Дмитрий Игоревич, аспирант кафедры гидромеханики механико-математического факультета МГУ. Имеет 7 научных публикаций и статью в реферируемом журнале. Научно-исследовательская работа поддерживается грантами РФФИ и Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере.



НАЛЕТОВА Вера Арсеньевна, д.ф.-м.н., профессор кафедры гидромеханики механико-математического факультета МГУ. Имеет 136 статей в реферируемых журналах. Научно-исследовательская работа в области феррогидродинамики неоднократно поддерживалась грантами РФФИ.



ПЕЛЕВИНА Дарья Андреевна, к.ф.-м.н, старший научный сотрудник НИИ Механики МГУ. Имеет 58 научных публикаций, в том числе 13 статей в журналах. Научно-исследовательская работа в области феррогидродинамики поощрялась грантами РФФИ и президента РФ.

ТУРКОВ Владимир Андреевич, к.ф.-м.н, доцент, ведущий научный сотрудник НИИ Механики МГУ. Имеет 78 статей в реферируемых журналах.

Введение. Намагничивающийся эластомер (НЭ) – это композитный материал, состоящий из эластомера и ферромагнитных частиц нано- или микро-размера. Малые деформации НЭ в приложенном однородном магнитном поле были исследованы во многих работах (например, в [1, 2, 3, 4]). В [1, 2, 3, 4] теоретически найдено только одно устойчивое положение равновесия. В [5] экспериментально изучены деформации сферического тела из НЭ в однородном магнитном поле, и получена однозначная зависимость длины тела от величины приложенного магнитного поля. В [6] экспериментально обнаружена бистабильность равновесных форм тонких тел из феррогеля в неоднородном магнитном поле электромагнита. В [7] теоретически показана возможность бистабильности равновесных форм тел из НЭ в различных магнитных полях. В настоящей работе экспериментально обнаружена бистабильность деформации тонкого тела из НЭ на основе силикона в магнитном поле электромагнитной катушки.

Эксперимент. В эксперименте исследовалось осесимметричное цилиндрическое тонкое тело из НЭ в приложенном неоднородном магнитном поле H_0 , которое создается электромагнитной катушкой (см. рис. 1). Магнитное поле на оси электромагнитной катушки измерялось с помощью датчика Холла, результаты измерения приведены на рис. 2. Верхний конец тела закреплен на расстоянии 104 мм от нижней грани катушки. В эксперименте изменялась сила тока в катушке I , и

проводилось измерение длины тела L (L_0 – длина недеформированного тела, $L_0 = 71$ мм). Экспериментально измеренная зависимость относительного удлинения тела $(L-L_0)/L_0 * 100\%$ от тока I показана на рис. 3. Видно, что существует гистерезис формы тела из НЭ при циклическом увеличении и уменьшении тока в катушке, и что в некотором диапазоне токов существуют два устойчивых положения равновесия (бистабильность).



Рис. 1. Экспериментальная установка

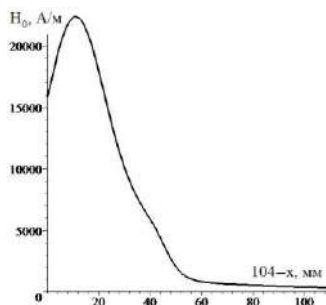


Рис. 2. Распределение поля катушки

Измерение удлинения тела в горизонтальном положении при приложении сил к его торцам позволило найти зависимость $p_{11n}/(\lambda-\lambda^{-2})$ (p_{11n} – компонента тензора напряжений, действующая на недеформированное сечение S_0 тела) от λ^{-1} ($\lambda = L/L_0$), см. рис. 4. Когда упругие свойства несжимаемого НЭ описываются моделью Муни-Ривлина, $p_{11n} = 2(\lambda-\lambda^{-2})(C_1+C_2\lambda^{-1})$, [8]. График на рис. 4 позволяет найти параметры $C_1 = 463,8$ Па, $C_2 = 631$ Па. Предложенная методика измерения коэффициентов C_1, C_2 , когда тело расположено горизонтально, позволяет не учитывать силу тяжести, которая делает деформацию неоднородной. При растяжении вертикального образца нельзя формально использовать зависимость $p_{11n}/(\lambda-\lambda^{-2})$ от λ^{-1} , это приводит к качественно неверным выводам. Например, если в случае НЭ провести формальную обработку эксперимента с растяжением вертикального образца, можно сделать вывод о том, что нельзя использовать модель Муни-Ривлина. Именно такой вывод сделан в [6] относительно феррогеля. Этот результат может быть связан с неправильной методикой обработки эксперимента по растяжению вертикального образца феррогеля.

Измерение магнитной силы, действующей на сферическое тело из НЭ в неоднородном магнитном поле катушки, позволяет вычислить магнитную проницаемость материала $\mu = 4,6$.

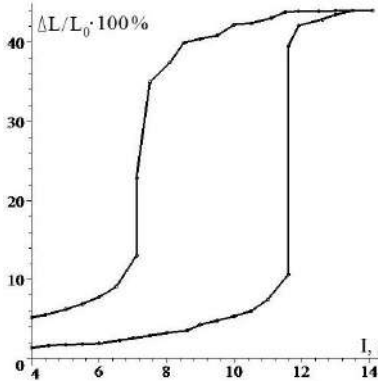


Рис. 3. Экспериментальная зависимость относительного удлинения тела от тока

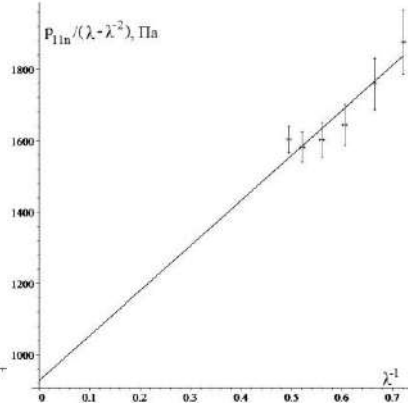


Рис. 4. Экспериментальная зависимость $p_{11n}/(\lambda-\lambda^{-2})$ от λ^{-1}

Теория. В [7] предложена математическая модель расчета длины тонкого тела в приложенном неоднородном осесимметричном магнитном поле \mathbf{H}_0 в безындукционном приближении. В случае $\mathbf{M} = \chi\mathbf{H}$, $\chi = (\mu-1)/(4\pi) = const$, магнитная сила $\mathbf{F}_m = M\mathbf{grad}(H)$ может быть записана как $\mathbf{F}_m = \mathbf{grad}(G(H))$, $G(H) = \chi H^2/2$. В безындукционном приближении поверхностные магнитные силы малы, а магнитная сила $\mathbf{F}_m = \mathbf{grad}(G(H_0))$ является известной функцией координат. Для достаточно тонкого тела можно считать, что внутри тела магнитная сила определяется как $\mathbf{F}_m = \mathbf{F}_m(x, y = 0, z = 0)$. Ось x введена вдоль оси симметрии тела и направлена вниз. Точка $x = 0$ соответствует точке подвеса тела. Все поверхности тела являются свободными, кроме поверхности $x = 0$, поэтому можно считать, что $p_{22} = p_{33} = 0$ на этих поверхностях и $p_{11}(x = L) = 0$. Внутри тонкого тела справедливы уравнения:

$$\frac{\partial p_{11}}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial x} = 0, \quad p_{22} = p_{33} = 0. \quad (1)$$

$$p_{11} = 2(\lambda^2 - \lambda^{-1})(C_1 + C_2\lambda^{-1}). \quad (2)$$

Из (1), (2) и условия $p_{11}(L) = 0$ следует уравнение:

$$G(L) - G(x) = 2(\lambda^2 - \lambda^{-1})(C_1 + C_2\lambda^{-1}), \quad \lambda > 0. \quad (3)$$

Длина недеформированного тела L_0 и его длина L после деформации связаны следующим образом:

$$L_0 = \int_0^L \frac{dx}{\lambda}. \quad (4)$$

Функция $\lambda(x, L)$ определяется из уравнения (3), и после этого длину деформированного тела L можно найти из уравнения (4).

Численные расчеты. Потенциал $G(x)$ может быть рассчитан с помощью экспериментальных данных (см. рис. 2). Расчеты с использованием экспериментально измеренных параметров показали, что для некоторых значений тока в электромагнитной катушке зависимость L от L_0 неоднозначна. Одному значению L_0 (из некоторого диапазона) соответствуют три значения L (см. рис. 5).

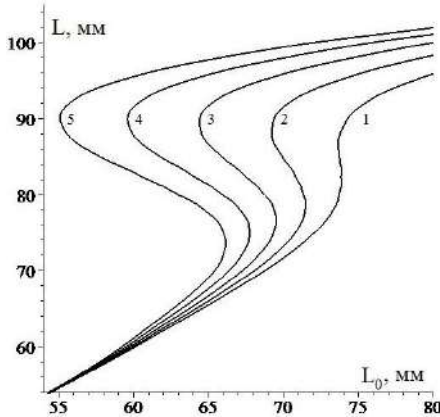


Рис. 5. Теоретическая зависимость длины деформированного тела от его начальной длины при токах: 1 – 6А, 2 – 7А, 3 – 8А, 4 – 9А, 5 – 10А

Можно показать, что положение равновесия неустойчиво, если $dL/dL_0 < 0$. Поэтому среднее из этих значений L соответствует неустойчивому положению равновесия, так как $dL/dL_0 < 0$ в этой точке. Таким образом, теоретически показано, что в некотором диапазоне токов существует бистабильность деформации НЭ.

Заключение. Экспериментально и теоретически исследована деформация тонкого цилиндрического тела из намагничивающегося эластомера на силиконовой основе в приложенном неоднородном осесимметричном магнитном поле электромагнитной катушки. Теоретически и экспериментально обнаружена бистабильность деформации такого тела в некотором диапазоне токов в катушке. Силовым методом измерена магнитная проницаемость намагничивающегося эластомера. Предложена методика измерения коэффициентов упругости эластомера в модели Муни-Ривлина.

Благодарности. Исследования поддерживаются грантом РФФИ 16-51-12024 и грантом президента РФ МК-4541.2016.1

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **O.V. Stolbov, Yu.L. Raikher.** Magnetodeformation effect in a ferroelastic material. // *Tech. Phys. Lett.*, vol. 26(2) (2000) pp. 156-158.
2. **G.V. Stepanov, Yu.L. Raikher, O.V. Stolbov.** Deformation of a circular ferroelastic membrane in a uniform magnetic field.// *Tech. Phys.*, vol. 53(9) (2008) pp. 1169-1176.
3. **Konstantin Morozov, Mark Shliomis, and Hiroshi Yamaguchi.** Magnetic deformation of ferrogel bodies: Procrustes effect. // *Phys. Rev. E*, vol. 79 (2009), p. 040801:1-4.
4. **D. Ivaneyko, V. Toshchevnikov, M. Saphiannikova, G. Heinrich.** Effects of particle distribution on mechanical properties of magneto-sensitive elastomers in a homogeneous magnetic field. // *Cond. Matt. Phys.*, vol. 15(3) (2012) pp. 33601:1-12.
5. **Л.В. Никитин, К.Г. Корнев, Л.С. Миронова.** Магнитные свойства магнитоэластиков и изменение их формы в однородном магнитном поле. В сб.: VIII Международная плеская конференция по магнитным жидкостям, 1998. – с. 95-96.
6. **M. Zrinyi, L. Barsi, D. Szabo and H.-G. Kilian.** Direct observation of abrupt shape transition in ferrogels induced by nonuniform magnetic field. // *J. Chem. Phys.*, vol. 106 (1997) pp. 5685-5692.
7. **V.A. Naletova, D.A. Pelevina, D.I. Merkulov, I. Zeidis, K. Zimmermann.** Bi-stability of a deformation of a body with a magnetizable elastomer in a magnetic field. // *Magneto-hydrodynamics*, 52 (3) (2016).
8. **Виноградов Г.В., Малкин А.Я.** Реология полимеров. М.: Химия, 1977.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

Меркулов Дмитрий Игоревич

Налетова Вера Арсеньевна, д.ф.-м.н.

Пелевина Дарья Андреевна, к.ф.-м.н.

Турков Владимир Андреевич, к.ф.-м.н.

НИИ механики МГУ, 119192, Российская Федерация, Москва, Мичуринский проспект, д. 1. Телефон: 8 (495) 939-59-74

merkulovdima@mail.ru

naletova@imec.msu.ru

pelevina.daria@gmail.com

turkov@imec.msu.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ СЕГРЕГАЦИИ ЧАСТИЦ В МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В ЗАДАЧЕ О ЛЕВИТАЦИИ ПОСТОЯННОГО МАГНИТА

Буркова Е.Н.¹, Пшеничников А.Ф.²

¹ ФГБОУВО «Пермский государственный национальный исследовательский университет», г. Пермь, ул. Букирева, 15,
E-mail: burkova_ekaterin@mail.ru

² ФГБУН «Институт механики сплошных сред УрО РАН»,
г. Пермь, ул. Ак. Королева, 1. E-mail: pshenichnikov@icmm.ru

Аннотация: Численно, в двумерной постановке, решена задача о сегрегации дисперсных частиц в магнитной жидкости на примере задачи о левитации постоянного магнита. Задача решена с учетом магнитофореза и диффузии частиц, размагничивающих полей и межчастичных взаимодействий. Построены зависимости положений невесомости и коэффициента сегрегации от параметра магнитодипольных взаимодействий. Показано изменение коэффициента сегрегации и результирующей силы, действующей на магнит, со временем.

Ключевые слова: магнитная жидкость, постоянный магнит, гидростатическое давление, магнитофорез, межчастичные взаимодействия, левитация, сегрегация.

THE SEGRAGATION OF SOLID PARTICLES OF MAGNETIC FLUID IN THE PROBLEM OF THE PERMANENT MAGNETS LEVITATION

Burkova E.N.¹, Pshenichnikov A.F.²

¹ Perm State University, Perm, Russian Federation,
E-mail: burkova_ekaterin@mail.ru

² Institute of Continuous Media Mechanics of the Ural Branch of Russian Academy of Science, Perm, Russian Federation,
E-mail: pshenichnikov@icmm.ru

Abstract: The problem of segregation of solid particles of magnetic fluid in the case of permanent magnet levitation was solved numerically in two-dimensional setting. Magnetophoresis and the diffusion of solid particles, demagnetizing fields and interparticle interactions were regarded. The dependences of the weightlessness coordinates and the segregation coefficient from the parameter of magnetic dipole interactions were studied. Changes of the segregation coefficient and the resulting force acting on the magnet over time were shown.

Key words: magnetic fluid, the permanent magnet, the hydrostatic pressure, magnetophoresis, interparticle interactions, levitation, segregation.



БУРКОВА Екатерина Николаевна окончила Пермский государственный национальный исследовательский университет в 2009 году. В 2014 году защитила кандидатскую диссертацию на тему «Пространственная сегрегация частиц в концентрированной магнитной жидкости: численное моделирование». В настоящее время является старшим преподавателем кафедры общей физики ПГНИУ.



ПШЕНИЧНИКОВ Александр Федорович окончил Пермский государственный университет в 1969. В 1993 году защитил докторскую диссертацию на тему «Магнитные свойства концентрированных ферроколлоидов». В настоящее время является заведующим лабораторией «Динамики дисперсных систем» Института механики сплошных сред УрО РАН.

Как известно, первоначально однородная магнитная жидкость со временем становится пространственно неоднородной по концентрации магнитной фазы вследствие гравитационной седиментации и магнитофореза частиц (движения частиц под действием неоднородного магнитного поля). В приборах, основанных на магнитной жидкости, данные процессы протекают довольно медленно, поэтому их влияние можно заметить спустя дни, недели или даже месяцы работы устройства, в зависимости от величины магнитного поля и характерных размеров полости с магнитной жидкостью. Зачастую это приводит к дрейфу рабочих характеристик и нестабильной работе прибора.

В настоящей работе моделируются процессы, протекающие при работе магнитожидкостного акселерометра, в качестве инертной массы которого используется постоянный магнит. Оценивается степень сегрегации магнитной жидкости и ее влияние на результирующую силу, действующую на магнит. Выбранная геометрия расчетной области соответствует простейшему одноосному магнитожидкостному акселерометру, описанному в работе [1]. Задача решается численно в двумерной постановке.

Постановка задачи

Пусть имеется прямоугольная полость в плоскости $\{xz\}$, заполненная неподвижной магнитной жидкостью, в которую погружен постоянный магнит. Длина полости вдоль оси y полагается много большей в сравнении с ее шириной и высотой. Магнит изготовлен из материала с большой коэрцитивной силой, поэтому его намагниченность M_s можно считать однородной и не зависящей от свойств жидкости, в которой он находится. Для определенности будем считать, что вектор намагниченности M направлен по оси x : $M_s = (M_s, 0, 0)$. Полость находится в гравитационном поле, направленном вдоль оси z . Конвективные течения отсутствуют.

На постоянный магнит действуют три силы: сила тяжести, сила Архимеда и квазиупругая сила со стороны магнитной жидкости. Силу тяжести можно принять за постоянную величину, которая зависит от материала магнита и его размеров, а оставшиеся две силы зависят от распределений магнитного поля и концентрации магнитной жидкости и изменяются со временем. В начальный момент времени магнит занимает некоторое устойчивое положение в полости в зависимости от его намагниченности, плотности, гравитационного поля, параметра магнитодипольных взаимодействий и плотности магнитной жидкости. Затем, в результате магнитофореза и гравитационной седиментации происходит расслоение магнитной жидкости и смещение магнита из начального положения.

Задача состоит в том, чтобы оценить, как со временем изменяется расслоение магнитной жидкости и как это влияет на результирующую силу, действующую на магнит.

Поясним кратко появление квазиупругой силы. Магнитное поле \mathbf{H} внутри жидкости, складывается из поля \mathbf{H}_0 , создаваемого постоянным магнитом, убывающего с расстоянием от полюсов, и собственного поля \mathbf{h} , создаваемого жидкостью (т.е. размагничивающего поля) $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}$. Оба слагаемые в правой части последнего уравнения существенно неоднородны, поэтому неоднородна и магнитная добавка к статическому давлению внутри жидкости. В соответствии с уравнением движения для неподвижной магнитной жидкости (например, [1]) эта добавка является монотонно возрастающей функцией напряженности поля H

$$\nabla p = \rho \mathbf{g} + \mu_0 M \nabla H, \quad (1)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, $M = M(H)$ – намагниченность жидкости, ρ – плотность магнитной жидкости.

Из уравнения (1) следует, что любое немагнитное тело, помещенное в магнитную жидкость, будет выталкиваться ею в область с минимальной напряженностью магнитного поля. Под "немагнитным" телом здесь и далее понимается тело, намагниченность которого мала по сравнению с намагниченностью жидкости. Роль такого немагнитного тела могут играть, в том числе, и стенки полости, в которой находится магнитная жидкость.

Результирующую силу \mathbf{F} , действующую на полость, можно найти, проинтегрировав по поверхности расчетной полости силы давления, приняв во внимание добавки, связанные с магнитным скачком давления на границе двух сред. Согласно [1] имеем:

$$\mathbf{F} = \iint_s (p + \mu_0 M_n^2 / 2) d\mathbf{S}, \quad (2)$$

где M_n – нормальная компонента намагниченности. При интегрировании по внутренней поверхности полости находим силу, действующую на стенки полости, а сила, действующая на магнит, получается из (2) простой сменой знака в правой части уравнения и вычитанием силы тяжести.

Несмотря на кажущуюся простоту формулы (2), ее применение связано с преодолением ряда серьезных вычислительных проблем. Основная трудность заключается в том, что входящая в нее намагниченность сама является неизвестной функцией координат. Она зависит от напряженности поля H и объемной доли коллоидных частиц φ в жидкости, которые, в свою очередь, зависят от намагниченности. Это означает, вообще говоря, необходимость численного решения системы связанных уравнений, которая включает в себя уравнения Максвелла для напряженности и индукции магнитного поля (магнитостатическая задача), динамическое уравнение массообмена для магнитной жидкости, материальное уравнение, связывающее намагниченность жидкости с напряженностью поля и концентрацией частиц, уравнения, описывающие поле постоянного магнита.

Поле постоянного магнита, магнитофорез и диффузия частиц в концентрированных магнитных жидкостях

Задача определения магнитного поля в окрестности однородно намагниченного магнита, имеющего форму прямоугольного параллелепипеда произвольных размеров, решена аналитически [2]. Линейные размеры магнита в три раза меньше размеров полости. Поле достигает максимального значения на торцах магнита и равно $\xi_0 = 13$.

Под действием неоднородного магнитного поля магнита первоначально однородная магнитная жидкость со временем становится пространственно неоднородной по концентрации магнитной фазы вследствие магнитофореза и гравитационной седиментации частиц. В отсутствие конвективного движения единственным фактором, препятствующим этому расслоению, является градиентная диффузия.

Различные варианты уравнения массообмена, отличаются полнотой учета межчастичных взаимодействий и анизотропии коэффициентов переноса. Нами используется уравнение, полученное в [3], как наиболее полное. Оно описывает изменение объемной доли коллоидных частиц φ и в отсутствие конвективных течений имеет вид

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

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

Здесь $K(\varphi) = b/b_0$, b и b_0 – подвижности частиц в магнитной жидкости и жидкости-носителе, соответственно, $D_0 = b_0 kT$ – эйнштейновское значение коэффициента диффузии, $\lambda = \mu_0 m^2 / 4\pi d^3 kT$ – параметр магнитодипольных взаимодействий, m , d – магнитный момент и полный диаметр частицы, соответственно, \mathbf{e} – единичный вектор, направленный вдоль ускорения свободного падения, $G_\gamma = \Delta\rho V_s g b / kT$ – обратная высота барометрического распределения в безразмерных координатах, $G(\lambda, \varphi)$ – относительный вклад магнитодипольных взаимодействий в плотность свободной энергии. Интенсивность магнитофореза и намагниченность жидкости M определяются эффективным магнитным полем H_e согласно модифицированной модели [4]

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

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

где $n = 6\varphi / \pi d^3$ – числовая плотность частиц. Влияние размагничивающего поля учитывается использованием оригинального алгоритма, предложенного в работе [5]. Результирующее магнитное поле

Метод решения и результаты

Для численного решения уравнения магнитодиффузии (3) использовался метод конечных объемов, и явная схема. Уравнение магнитодиффузии приведено к безразмерному виду. В качестве единицы длины выбиралась высота прямоугольной полости, а единицы измерения времени – время затухания концентрационных возмущений в разбавленном растворе $\tau = c^2/D_0$. Шаг Δt по времени изменялся в процессе счета в зависимости от максимального значения эффективного коэффициента диффузии D в полости, который, в свою очередь, зависел от локальной концентрации частиц.

Границы полости непроницаемы для частиц, поэтому нормальная компонента полного потока частиц на границе равна нулю. Для выполнения этого условия для пограничных и угловых ячеек записывались отдельные уравнения баланса частиц, в которых изначально отсутствовал локальный поток через границы полости. В качестве основных параметров, определяющих интенсивность магнитофореза и структуру концентрационных полей, выступали средняя по объему концентрация $\langle \varphi \rangle$, параметр Ланжевена ξ_0 , определенный через внешнее поле, и параметр магнитодипольных взаимодействий λ .

В качестве начального условия использовалось однородное распределение частиц, наблюдаемое в реальных условиях сразу после заполнения полости. Равновесное неоднородное распределение частиц в полости (рис.1) устанавливалось через некоторое время в диапазоне от 5 до 50 безразмерных единиц в зависимости от значений параметра магнитодипольных взаимодействий и положения магнита в полости.

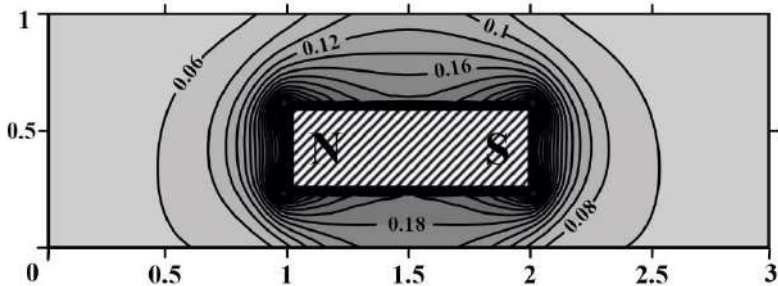


Рис. 1. Изолинии концентрации частиц в прямоугольной полости при $G_\gamma = 0.1$, $\lambda = 2$, $\langle \varphi \rangle = 0.1$. Координата нижней поверхности магнита $z = 0.259$

Для вычисления z -компоненты силы, действующей на магнит со стороны магнитной жидкости, в качестве поверхности интегрирования в (2) выбирались горизонтальные поверхности полости. Как следует из (1) и (2), элементарное приращение силы, соответствующее одному шагу Δx по горизонтальной координате, составляет

$$\square F = - \left\{ 12\lambda \left[\varphi_2^2 L^2 (\xi_{e2}) \left(\frac{H_x}{H} \right)_2^2 - \varphi_1^2 L^2 (\xi_{e1}) \left(\frac{H_x}{H} \right)_1^2 \right] + p_2 - p_1 \right\} \square x,$$

где индекс 1 относится к нижней границе полости, а 2 — к верхней. Формула записана в безразмерном виде. За единицу измерения давления принята величина $6kT/(\pi d^3)$, сопоставимая с максимально возможным осмотическим давлением коллоидных частиц в отсутствие магнитного поля. Результирующая сила определяется вычитанием из z -компоненты силы, действующей на магнит со стороны магнитной жидкости, силы тяжести, которая в безразмерной форме имеет вид:

$$mg = V_m \frac{\rho_m G_\gamma}{b_1 \Delta \rho}.$$

Здесь ρ_m и V_m — плотность и объем постоянного магнита соответственно, b_1 — высота полости, $\Delta \rho = \rho_1 - \rho_0$, $\rho_1 = 7.4 \text{ г/см}^3$ — плотность материала коллоидной частицы, $\rho_0 = 0.8 \text{ г/см}^3$ — плотность несущей жидкости. Размеры магнита вдоль осей x и z полагались в три раза

меньше размеров полости. Принято, что магнит выполнен из того же материала, что и дисперсные частицы магнитной жидкости. При отношении сторон полости 1:3 и обратной высоте барометрического распределения $G_\gamma = 0.1$ значение силы тяжести магнита равно $mg \approx 0,037$.

Результирующая сила изменяется при перемещении последнего вдоль оси z . В случае, если результирующая сила равна нулю, действие всех сил скомпенсировано и магнит находится в состоянии невесомости. Положение нижней границы магнита в этом случае в дальнейшем будет называться критическим $z_{кр}$.

Рассмотрим устойчивые положения постоянного магнита без учета диффузионных процессов, тем самым моделируем ситуацию, которая наблюдается при погружении постоянного магнита в однородную магнитную жидкость. Зависимость $z_{кр}$ от параметра магнитодипольных взаимодействий имеет нелинейный характер и представлена на рис. 2, кривая 1. Со временем, в результате магнитофореза и гравитационной седиментации, зависимость смещается влево. В результате при малых значениях λ магнит опускается, а при высоких – поднимается (рис. 2 кривая 2).

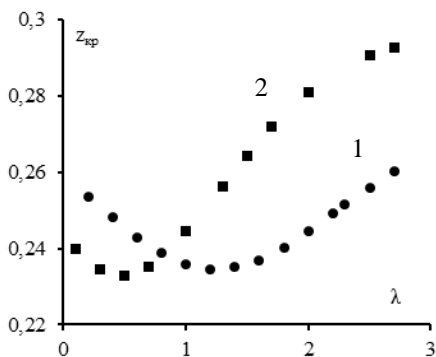


Рис. 2. Зависимость координаты нижней поверхности магнита в положении невесомости от параметра магнитодипольных взаимодействий в начальный момент времени – кривая 1, при установившемся распределении частиц – кривая 2. $\langle \varphi \rangle = 0.1$, $G_\gamma = 0.1$.

Последующие результаты получены при фиксированном положении магнита при координате нижней поверхности магнита $z = 0.259$. Выбор этой величины обусловлен, во-первых, дискретностью шага по координате, во-вторых, при $\lambda = 2$ это значение ближе всего к критическому $z_{кр}$ в начальный момент времени.

Для оценки степени сегрегации частиц (т.е. меры неоднородности системы) выбран коэффициент сегрегации K – отношение максимального перепада концентрации к ее минимальному значению:

$$K = \frac{\varphi_{\max}}{\varphi_{\min}} - 1.$$

Этот же коэффициент может рассматриваться как индикатор термодинамической неустойчивости системы, или параметр порядка. Система считается неустойчивой, если коэффициент сегрегации изменяется скачком или обнаруживает расходимость при непрерывном изменении какого-либо безразмерного параметра, определяющего свойства системы (средней концентрации части, параметра Ланжевена, параметра магнитодипольных взаимодействий или форм-фактора). На рисунке 3 представлены зависимости коэффициента сегрегации от параметра магнитодипольных взаимодействий (рис. 3. *a*) и от времени (рис. 3. *b*).

Как показали расчеты, зависимость коэффициента сегрегации от параметра магнитодипольных взаимодействий практически не зависит от положения магнита, а увеличение параметра магнитодипольных взаимодействий приводит к уменьшению коэффициента сегрегации.

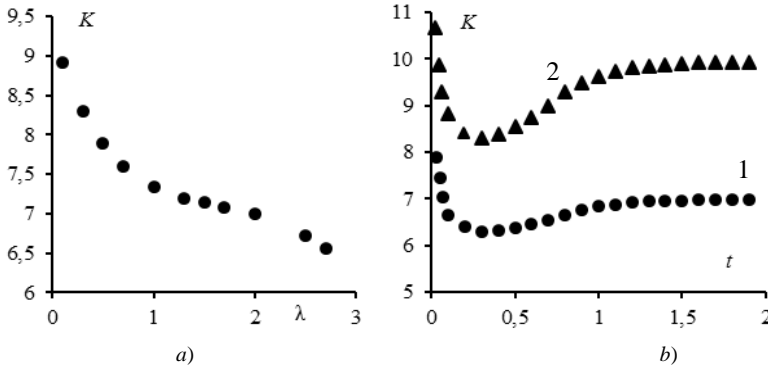


Рис. 3. *a*) Зависимость коэффициента сегрегации от параметра магнитодипольных взаимодействий, *b*) Изменение коэффициента сегрегации со временем $\langle \varphi \rangle = 0.1$, $G_\gamma = 0.1$ кривая 1 при $\xi_0 = 13$, кривая 2 – $\xi_0 = 16$, координата нижней поверхности магнита $z = 0.259$.

Зависимость коэффициента сегрегации от времени (рис. 3 *b*, кривая 1) начинается из нуля и за 0.03 безразмерных временных единицы достигает коэффициента сегрегации $K = 7.89$, а затем плавно изменяется до стационарного значения. Для наглядности на рис. 3 представлены результаты после $t = 0.03$. Большее расслоение магнитной жидкости

можно наблюдать при более высоких значениях гравитационного или магнитного полей. Для наглядности, на рис. 3. *b* (кривая 2) представлена зависимость коэффициента сегрегации от времени при $\xi_0 = 16$.

В результате сегрегации магнитной жидкости изменяется результирующая сила, действующая на магнит со временем (рис. 4). Это приводит к тому, что изначально магнит, находившийся вблизи положения равновесия, сместился вверх. За положительное направление силы выбрано направление вдоль оси z .

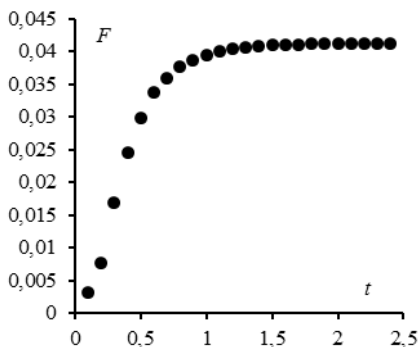


Рис. 4 Изменение результирующая сила, со временем $\langle \varphi \rangle = 0.1$, $G_\gamma = 0.1$, $\xi_0 = 13$, $\lambda = 2$, координата нижней поверхности магнита $z = 0.259$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 16-31-00417, грант № 14-01-96007, грант № 16-01-00517)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Розенцвейг, Р.** Феррогидродинамика: монография / Р. Розенцвейг; пер. с англ. В.В. Кирюшина; под. ред. В. В. Гогосова. – М.: Мир, 1989. – 356 с. : ил.
2. **Пшеничников, А. Ф.** Магнитное поле в окрестности уединенного магнита // Магнитная гидродинамика, 1993. – № 1. – С. 37-40.
3. **Pshenichnikov, A.F.** Magnetophoresis, sedimentation, and diffusion of particles in concentrated magnetic fluids / A.F. Pshenichnikov, E.A. Elfimova, A.O. Ivanov // J. Chem. Phys., 2011. – Vol. 134, N 18. – P. 184508.
4. **Ivanov, A.O.** Magnetic measurements as a key for the particle size distribution in ferrofluids: experiment, theory, and computer simulations / A.O. Ivanov [et al.] // Magneto-hydrodynamics, 2007. – Vol. 43, N 4. – P. 393–399.
5. **Pshenichnikov, A.F.** Computation of demagnetizing fields and particle distribution in magnetic fluid with inhomogeneous density // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2012. – Vol. 324. – P. 1342-1347.

ТЕРМОДИНАМИКА ЖИДКОСТИ ДИПОЛЬНЫХ ТВЕРДЫХ СФЕРВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ.

Втулкина Е.Д.¹, Елфимова Е.А

Уральский Федеральный Университет, г. Екатеринбург,

Российская Федерация

E-mail: katevtulkina@mail.ru¹

Аннотация: Работа посвящена теоретическому изучению термодинамических свойств феррожидкости во внешнем однородном магнитном поле. Вириальное разложение свободной энергии Гельмгольца преобразовывается с помощью обратного куммулянтного преобразования к логарифмическому виду. Полученное выражение для свободной энергии используется для изучения намагниченности. В работе также представлен седиментационный концентрационный профиль феррочастиц в магнитном и гравитационном полях.

Ключевые слова: Магнитная жидкость, магнитное поле, термодинамика, намагниченность, седиментационный концентрационный профиль.

THERMODYNAMICS OF DIPOLAR HARD SPHERES FLUID IN APPLIED MAGNETIC FIELD.

Vtulkina E.D.¹, Elfimova E.A.

Ural Federal University, Yekaterinburg, Russian Federation,

E-mail: katevtulkina@mail.ru¹

Abstract: The work is devoted to theoretical study of thermodynamic properties of ferrofluids in applied uniform magnetic field. The virial expansion of the Helmholtz free energy is re-summed into a logarithmic function. The theory yields magnetization of ferrofluids. The sedimentation equilibrium concentration profile of ferroparticles subjected to uniform magnetic and gravitational fields is also obtained in this work.

Key words: Ferrofluids, magnetic field, thermodynamics, magnetization, sedimentation equilibrium concentration profile.



ВТУЛКИНА Екатерина Дмитриевна является студенткой 2 курса аспирантуры Института математики и компьютерных наук Уральского федерального университета. Имеет 7 опубликованных работ, включая статью в рецензируемом журнале, статьи и тезисы докладов конференций.



ЕЛФИМОВА Екатерина Александровна окончила математико-механический факультет Уральского государственного университета А.М. Горького в 2000 году. В 2006 защитила кандидатскую диссертацию на тему «Фрактальные агрегаты в коллоидных дисперсиях». В настоящее время является доцентом кафедры математической физики Уральского федерального университета имени первого президента России Б.Н. Ельцина

Простейшей моделью представления феррочастиц является модель дипольных твердых сфер. Жидкость дипольных твердых сфер представляет собой систему твердых сферических частиц, диаметра σ с постоянным дипольным моментом m в центре. Взаимодействие между двумя частицами i и j , находящимися на расстоянии r_{ij} , определяется суммой потенциалов твердых сфер U_{ij}^{HS} и диполь-дипольного межчастичного взаимодействия U_{ij}^D :

$$U_{ij}^{HS} = \begin{cases} \infty, & r_{ij} < \sigma \\ 0, & r_{ij} \geq \sigma \end{cases} \quad (1)$$

$$U_{ij}^D = \frac{m_i \cdot m_j}{r_{ij}^3} - \frac{3(m_i \cdot r_{ij})(m_j \cdot r_{ij})}{r_{ij}^5}. \quad (2)$$

В однородном магнитном поле H полная энергия взаимодействия частиц имеет следующий вид:

$$U = \sum_{i < j}^N (U_{ij}^{HS} + U_{ij}^D) - \sum_{i=1}^N (m_i, H). \quad (3)$$

В качестве меры интенсивности взаимодействия частиц используется параметр диполь-дипольного взаимодействия $\lambda = m^2 / \sigma^3 kT$, где kT - тепловая энергия. Интенсивность магнитного поля измеряется с помощью параметра Ланженвена $\alpha = mH / kT$.

Вириальное разложение свободной энергии Гельмгольца F дипольных твердых сфер для N частиц, заключенных в объем V , во внешнем магнитном поле имеет вид

$$\frac{F}{NkT} = \frac{F^{HS}}{NkT} - \ln \Psi + \sum_{n=1}^{\infty} n^{-1} \Delta B_{n+1} \rho^n, \quad (4)$$

где $\Psi = \sinh(\alpha) / \alpha$ и F^{HS} - это свободная энергия Гельмгольца идеального парамагнитного газа и твердых сфер соответственно; $\rho = N / V$ - концентрация; $\Delta B_n = B_n - B_n^{HS}$, где B_n и B_n^{HS} - вириальные коэффициенты дипольных твердых сфер и твердых сфер.

Для дипольных твердых сфер вириальный ряд является медленно сходящимся и знакопеременным. Одним из решений данной проблемы является теория [1], [2], основанная на приведение свободной энергии к логарифмическому виду с помощью обратного куммулянтного преобразования:

$$\frac{F}{NkT} = \frac{F^{HS}}{NkT} - \ln \Psi - \ln \left(1 + \sum_{n=0}^{\infty} n^{-1} I_n \rho^n \right). \quad (5)$$

Коэффициенты I_n можно определить, приравняв коэффициенты при соответствующих степенях ρ^n в выражении (4) к коэффициентам в разложенном в ряд Маклорена выражении (5). Первые два коэффициента I_n имеют вид:

$$I_1 = -\Delta B_2, \quad I_2 = -\Delta B_3 + \Delta B_2^2. \quad (6)$$

В работе [2] представлены аналитические выражения для B_2 и B_3 в магнитном поле в виде ряда по степеням λ до третьего порядка. Построенная теория показала отличное согласие с компьютерным моделированием [2] для $\lambda = 1$, но для $\lambda = 2$ было полученное только качественное согласие.

Вириальные коэффициенты в магнитном поле

Второй вириальный коэффициент представим в виде:

$$B_2 = -\frac{1}{2} \int dr_{12} \langle f_{12} \rangle, \quad (7)$$

где f_{12} – функция Майера, а скобки обозначают усреднение по ориентациям каждой частицы. Третий вириальный коэффициент удобно представить в виде суммы двух слагаемых:

$$B_3 = B_{3a} + B_{3b}, \quad (8)$$

$$B_{3a} = -\frac{1}{3} \int dr_{12} \int dr_{13} \langle f_{12} f_{13} f_{23} \rangle,$$

$$B_{3b} = \int dr_{12} \int dr_{13} [\langle f_{12} \rangle \langle f_{13} \rangle - \langle f_{12} f_{13} \rangle].$$

В отсутствии внешнего поля коэффициент B_{3b} равен нулю.

На основе данных компьютерного моделирования [2] методом наименьших квадратов были получены аналитические выражения для B_2 и B_3 . Выражения представлены в виде функций по степеням λ с коэффициентами, зависящими от α . В новых формулах члены при степенях λ до третьего порядка совпадают с выражениями, полученными в [2].

$$\frac{B_2}{B_2^{HS}} = 1 - \lambda L^2(\alpha) - \frac{\lambda^2}{3} \left[1 + \frac{L_3^2(\alpha)}{5} \right] - \frac{\lambda^3}{105} \left[\frac{2L(\alpha)L_3(\alpha)}{\alpha} - \frac{5L_3^2(\alpha)}{\alpha^2} + 4L^2(\alpha) \right] \\ \lambda^4 \left[0.2655 \frac{L_3(\alpha)}{\alpha} - 0.01 \right] + \lambda^5 [-0.02416L(\alpha) - 0.001], \quad (9)$$

$$\frac{B_3}{B_3^{HS}} = \frac{B_{3a} + B_{3b}}{B_3^{HS}} = 1 - \frac{\lambda^2}{5} \left\{ \left(2 \ln 2 + \frac{1}{3} \right) \left[1 + \frac{L_3^2(\alpha)}{5} \right] + 2L^2(\alpha) [-16L^2(\alpha) \right. \\ \left. - \frac{29L(\alpha)}{\alpha} + 10 \right\} - \frac{\lambda^3}{5} \left[\left(\frac{292}{5} + \frac{12}{5} \ln 2 \right) \frac{L^3(\alpha)}{\alpha} + (288 \ln 2 - 174) \frac{L^3(\alpha)}{\alpha^3} \right. \\ \left. - \frac{64}{15} L^2(\alpha) L_3^2(\alpha) + \left(\frac{112}{5} + \frac{48}{35} \ln 2 \right) L^2(\alpha) L_3(\alpha) + (192 \ln 2 - 146) \frac{L^2(\alpha) L_3(\alpha)}{\alpha^2} \right. \\ \left. + (48 - 96 \ln 2) \frac{L^2(\alpha)}{\alpha^2} - \frac{3686}{175} L^2(\alpha) + \frac{20L(\alpha)L_2(\alpha)L_3(\alpha)}{\alpha} + \frac{71}{525} \frac{L(\alpha)L_3(\alpha)}{\alpha} \right. \\ \left. + \left(\frac{1884}{7} \ln 2 - 188 \right) \frac{L(\alpha)L_3^2(\alpha)}{\alpha} + (48 - 96 \ln 2) L_2^2(\alpha) L_3(\alpha) + \left(\frac{232}{5} \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{384}{5} \ln 2 \right) L_2(\alpha) L_3^2(\alpha) \right] + \lambda^4 (0.375L_3(\alpha)L(\alpha) + 0.3832). \quad (10)$$

Здесь $B_2^{HS} = 4v_0$, $B_3^{HS} = 10v_0^2$ - второй и третий вириальные коэффициенты для твердых сфер, $v_0 = \pi\sigma^3/6$ - объём частицы. Функция $L(\alpha) = \coth(\alpha) - \alpha^{-1}$ - функция Ланжевена, где $L_n(\alpha) = 1 - nL(\alpha)/\alpha$.

На рис. 1 представлен второй вириальный коэффициент B_2 при $\lambda = 1$ и $\lambda = 2$ как функция параметра Ланжевена α .

Для $\lambda = 1$ обе теории показывают хорошее согласование с данными компьютерного эксперимента. Для $\lambda = 2$ новое выражение лучше сходится с компьютерным моделированием. На рис. 2 представлены результаты для B_{3a} при $\lambda = 2$. Выражение, полученное в [2] значительно отклоняется от компьютерного моделирования, в то время как формула (10) отлично согласуется с данными компьютерного эксперимента.

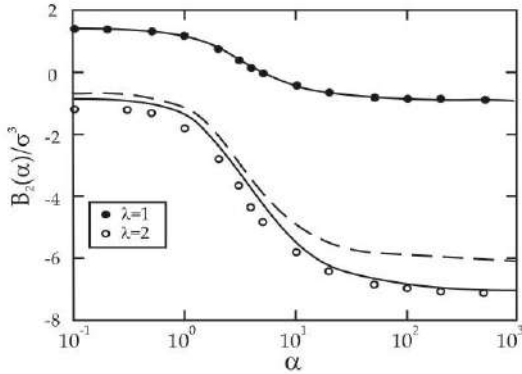


Рис. 1. Второй вириальный коэффициент как функция параметра Ланжевена α .
 Сплошная линия - выражение (9), пунктирная линия - результаты теории [2],
 точки - данные компьютерного моделирования [2]

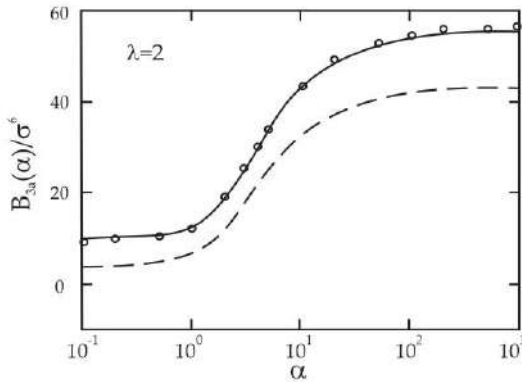


Рис. 2. Третий вириальный коэффициент как функция параметра Ланжевена α .
 Сплошная линия - выражение (10), пунктирная линия - результаты теории [2],
 точки - данные компьютерного моделирования [2]

Намагниченность и седиментационный концентрационный профиль

Зная выражения для второго и третьего вириальных коэффициентов, легко вычислить свободную энергию Гельмгольца на основе теории (5), (6):

$$\frac{F}{NkT} = \frac{F^{HS}}{NkT} - \ln \Psi - \ln \left(1 + I_1 \rho + \frac{I_2 \rho^2}{2} \right). \quad (11)$$

Используем полученное выражение свободной энергии для вычисления намагниченности:

$$M = \frac{1}{Nm} \left\langle \sum_{i=1}^N m_i \right\rangle = - \frac{\partial}{\partial \alpha} \left(\frac{F}{NkT} \right). \quad (12)$$

На рис. 3 представлена намагниченность как функция от $\rho^* = \rho\sigma^3$ при $\lambda=2$ и $\alpha=1,2,5$. Новая теория отлично согласуется с результатами компьютерного моделирования при $\rho^* = 0.9$, превосходя теории [2], [3].

Седиментация - широко распространенное явление в магнитных жидкостях. Седиментация в жидкости дипольных твердых сфер в отсуствии внешнего магнитного поля была изучена в работах [4], [5].

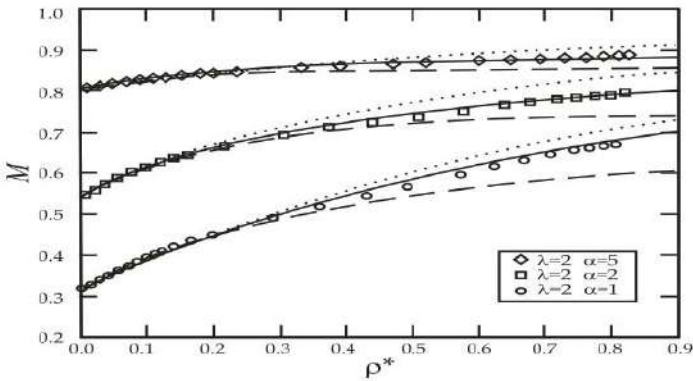


Рис. 3. Намагниченность M как функция концентрации $\rho^* = \rho\sigma^3$.

Сплошная линия - выражение (12), штриховая линия - результаты теории [2], пунктирная линия - модифицированная теория среднего поля [3], точки - данные компьютерного моделирования [2]

В настоящей работе седиментация изучается в однородном магнитном и гравитационном полях. Жидкость дипольных твердых сфер помещена в высокий вертикальный цилиндр, в котором направление его вертикальной оси совпадает с направлением лабораторной оси z . Магнитное и гравитационное поля направлены вдоль оси z . Седиментационный профиль получен из условия равновесия:

$$-G = \frac{1}{kT} \left(\frac{\partial \mu}{\partial z} \right) = \frac{1}{kT} \left(\frac{\partial \mu}{\partial \varphi} \right) \frac{\partial \varphi}{\partial z} \quad (13)$$

где μ - химический потенциал, $\varphi = \rho v_0$ - объемная концентрация, G - гравитационный параметр. Принимая во внимание, что

$\mu = (F_p V) / N$, $P = -(\partial F / \partial V)_{N,T}$, легко получить седиментационный концентрационный профиль как функцию от высоты цилиндра z .

На рис. 4, 5 представлен профиль концентрации жидкости дипольных твердых сфер при $G = 0.25$ и средним значением объемной концентрации $\langle \varphi \rangle = 0.062$. Результаты теории представлены для $\lambda = 1, 3$ и $\alpha = 1, 2, 5, \infty$. Внешнее магнитное поле влияет очень слабо на концентрационный профиль частиц при $\lambda = 1$, однако с ростом интенсивности диполь-дипольного межчастичного взаимодействия ($\lambda = 3$) увеличение интенсивности внешнего магнитного поля существенно сказывается на поведении концентрационного профиля.

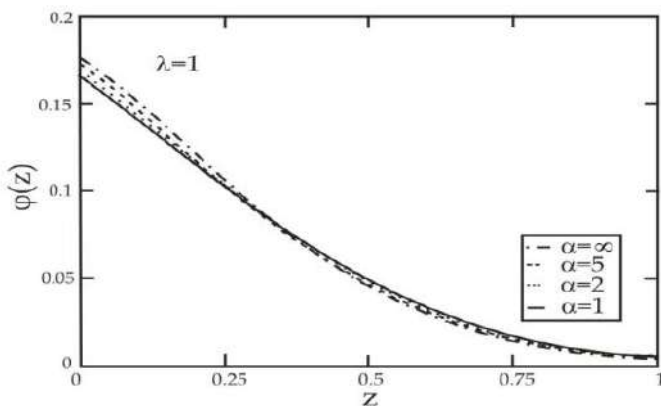


Рис. 4. Концентрационный профиль для дипольных твердых сфер в магнитном и гравитационном полях для $\lambda = 1$ и $\alpha = 1, 2, 5, \infty$

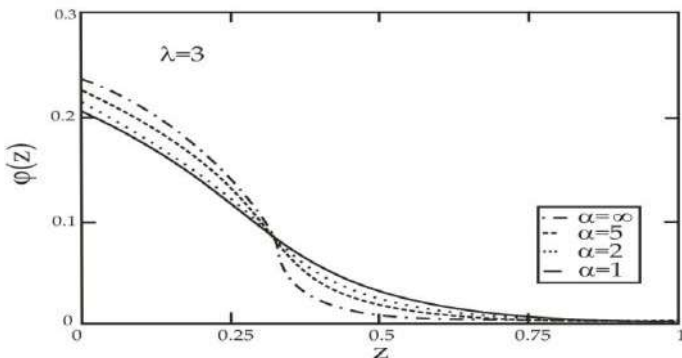


Рис. 5. Концентрационный профиль для дипольных твердых сфер в магнитном и гравитационном полях для $\lambda = 3$ и $\alpha = 1, 2, 5, \infty$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Elfimova E.A., Ivanov A.O., Camp P.J. // *Physical Review E*. –2012. – Vol. 86, Iss. 10. – P.021126-1-9.
2. Elfimova E.A., Ivanov A.O., Camp P.J. // *Physical Review E*. –2013. – Vol. 88, Iss. 4. – P. 042310-1-11.
3. Ivanov A.O., Kuznetsova O.B. // *Physical Review E*. –2001. – Vol. 64, Iss. 4. – P. 414051-4140512
4. Pshenichnikov A.F., Elfimova E.A., Ivanov A.O. // *Journal of Chemical Physics* – 2011. – Vol. 134. – P. 184508-1-9.
5. Elfimova E.A., Ivanov A.O., Lakhtina E.V., Pshenichnikov A.F., Camp P.J. // *Soft Matter* – 2016. – Vol. 12. – P. 4103-4112.

ВЛИЯНИЕ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СТРУКТУРНОЕ СОСТОЯНИЕ СИСТЕМЫ НАМАГНИЧЕННЫХ АГРЕГАТОВ

Диканский Ю.И.¹, Гладких Д.В., Колесникова А.А.

ФГАОУ ВО «Северо-Кавказский федеральный университет»,
г. Ставрополь, Российская Федерация, E-mail: dikansky@mail.ru

Аннотация: В работе представлены результаты изучения влияния взаимно перпендикулярных вращающегося и постоянного магнитных полей на систему намагниченных агрегатов. Обнаружено, что во вращающемся магнитном поле первоначально обособленные агрегаты объединяются в «клубки», частота вращения которых зависит от частоты вращающегося поля. Проведено численное моделирование процесса образования «клубков» из отдельных намагниченных агрегатов.

Ключевые слова: магнитный коллоид, намагниченные агрегаты, вращающееся магнитное поле.

INFLUENCE OF THE ROTATING MAGNETIC FIELD ON STRUCTURAL STATE OF MAGNETIZED AGGREGATE SYSTEM

Dikansky Yu.I.¹, Gladkikh D.V., Kolesnikova A.A.

FSAEI HE «North-Caucasus Federal University»,
Stavropol, Russian Federation, E-mail: dikansky@mail.ru

Abstract: The paper presents the results of studying the influence of mutually perpendicular rotating and constant magnetic fields on the magnetized aggregate system. It has been found that initially separate aggregates in the rotating magnetic field are combined in the "coil" which rotation frequency depends on the frequency of the rotating field. A numerical simulation of "coil" process of the magnetized separate aggregates has been made.

Keywords: magnetic colloid, magnetized aggregates, rotating magnetic field.

Ранее [1, 2] мы описывали результаты изучения структурных преобразований, происходящих в магнитных коллоидах, содержащих хорошо развитую систему намагниченных агрегатов, при воздействии на них эллиптически поляризованного магнитного поля.

В настоящей работе приводятся результаты изучения поведения системы намагниченных агрегатов взаимно перпендикулярных постоянном и вращающемся магнитных полях.

Изучение структурных образований проводилось с помощью наблюдений в оптический микроскоп, снабженный тремя парами катушек Гельмгольца для создания вращающегося магнитного поля в го-

ризонгальной плоскости. Постоянное магнитное поле создавалось с помощью третьей пары в перпендикулярном направлении. Полученное изображение сканировалось на монитор компьютера для последующей обработки (рис. 1).

Для проведения исследования использовался образец магнитного коллоида с хорошо развитой системой квазитвердых намагниченных агрегатов.

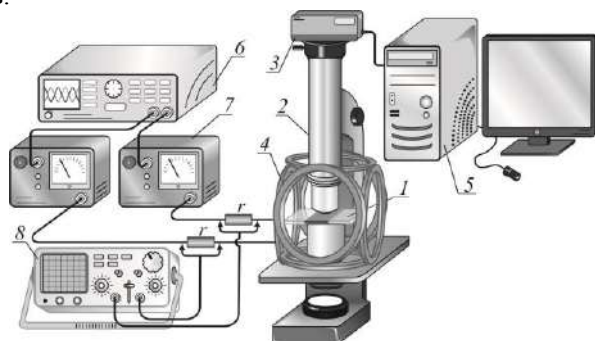


Рис. 1. Схематическое изображение установки для оптических наблюдений: 1 – образец магнитного коллоида, 2 – микроскоп, 3 – цифровая фотокамера, 4 – катушки Гельмгольца, 5 – компьютер, 6 – генератор, 7 – усилитель, 8 – осциллограф

Тонкий слой исследуемого образца помещался во вращающееся в горизонтальной плоскости магнитное поле. Постоянное магнитное поле создавалось в перпендикулярном слою направлении и в эксперименте плавно изменялось от 0 до максимального значения ($H = 50$ Э). Максимальные амплитудные значения каждой составляющей вращающегося магнитного поля были равны 23 Э.

Особенности поведения агрегатов фиксировались при помощи высокоскоростной съемки с частотой 300 кадров/сек, что позволяло определять с большой точностью частоту вращения агрегатов.

На рис. 2 представлена последовательная трансформация структуры, формирующейся в системе намагниченных агрегатов, находящейся во вращающемся в плоскости слоя магнитном поле, при дополнительном воздействии перпендикулярного к слою постоянного магнитного поля. Изображения получены через одинаковые промежутки времени при постепенном нарастании постоянного магнитного поля до максимального значения (рис. 2, в – г) и его последующем резком выключении (рис. 2 д). На рис. 2е на образец воздействует только вращающееся поле.

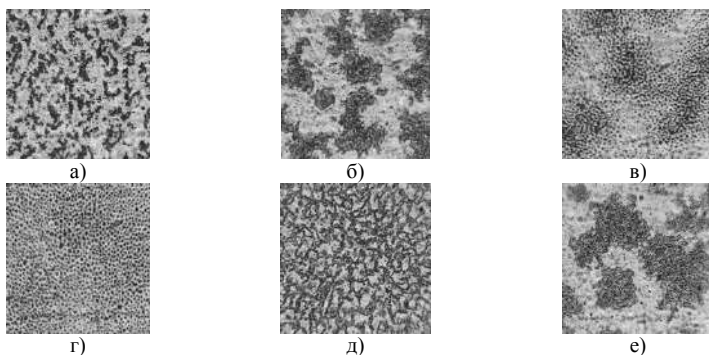


Рис. 2. Изменение структурного состояния в системе намагниченных агрегатов (а) при воздействии вращающегося поля (б) и дальнейшем увеличении перпендикулярного постоянного магнитного поля (в, г) с последующим его резким выключением (д).

При этом из соответствующих дифракционных картин (рис. 3) видно, при воздействии только вращающегося магнитного поля, ансамбли агрегатов расположены неупорядоченно, но при включении постоянного поля, перпендикулярного слою, видно что образуется достаточно периодичная структура, о чем свидетельствует наличие дифракционных максимумов. Особенностью такой структуры так же является вращение максимумов, в результате которого образуется четкое дифракционное кольцо.

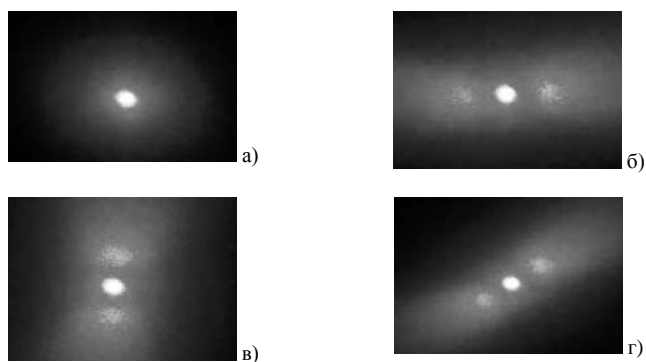


Рис 3. Дифракционная картина а) при воздействии на образец только вращающегося поля; б), в), г) при дополнительном воздействии постоянного магнитного поля

Также для исследованного образца была установлена зависимость поведения намагниченных агрегатов от частоты вращающегося поля, а

также от величины дополнительно приложенного постоянного магнитного поля.

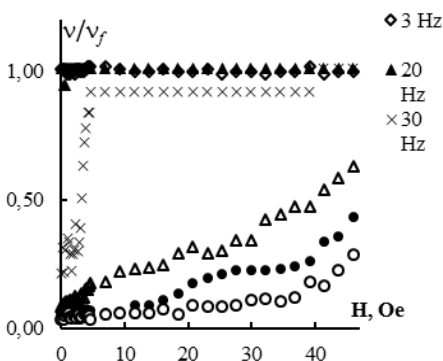


Рис. 4. Зависимость относительной частоты вращения квазитвердых агрегатов от величины постоянного магнитного поля

частоты вращающегося поля приводило к монотонному уменьшению частоты вращения агрегатов.

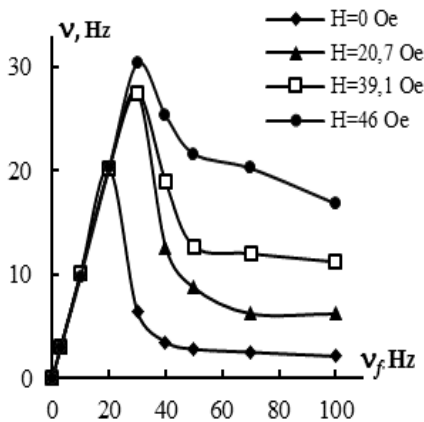


Рис. 5. Зависимость частоты вращения квазитвердых агрегатов от частоты вращающегося поля при различных значениях постоянного магнитного поля

которых монотонно возрастает. На рис. 5 приведена зависимость частоты вращения агрегатов от частоты вращающегося поля при различных значениях постоянного магнитного поля.

Квазитвердые намагниченные агрегаты в образце МЖ при воздействии вращающегося магнитного поля частично оставались обособленными, частично объединялись в «клубки». В отсутствие постоянного магнитного поля частота вращения и отдельных агрегатов и «клубков» совпадала с частотой вращающегося поля при частотах последнего от 3 до 20 Гц (рис. 4).

Дальнейшее увеличение

Дополнительное действие постоянного магнитного поля при частотах вращающегося поля меньших 20 Гц приводило только к разбиению «клубков» на отдельные агрегаты, частота вращения которых по-прежнему совпадала с частотой вращающегося поля. При частотах вращающегося поля больших 30 Гц увеличение постоянного магнитного поля от 0 до 46 Ое приводит к постепенному разбиению «клубков» на более мелкие агрегаты, относительная частота вращения

Для получения более полного представления об аспектах динамики процесса образования и роста кластеров из агрегатов магнитных частиц в магнитном коллоиде при воздействии вращающегося магнитного поля было проведено моделирование на основе метода молекулярной динамики. Основными видами взаимодействий, определяющих динамику системы, являются действующие на каждый отдельный агрегат диссипативная гидродинамическая сила, стохастическая сила Броуновского типа, сила отталкивания, позволяющая избежать перекрывания частиц и коллапсирования системы, магнитная сила диполь-дипольного взаимодействия.

Диссипативная сила имеет вид:

$$\vec{F}^d = -\gamma \vec{v}_i = -6\pi\eta a \vec{v}_i. \quad (1)$$

где a – радиус частицы, η – динамическая вязкость окружающей жидкости.

Стохастическая сила имеет вид:

$$\vec{F}_{ij}^s = (1 - r_{ij}) \sigma \xi_{ij} \vec{e}_{ij}, \quad (2)$$

где $\sigma^2 / 2\gamma = kT$, r_{ij} – расстояние между частицами, ξ_{ij} – случайное число, имеющее гауссовскую статистику.

В качестве силы отталкивания выберем функцию, имеющую вид силы взаимодействия Леннарда-Джонса, проведя соответствующую нормировку:

$$\vec{F}_{ij}^r = -A \frac{2^{7/3} \pi^2}{3} \left(-\frac{2}{r_{ij}^{14}} + \frac{1}{r_{ij}^8} \right) \vec{r}_{ij}. \quad (3)$$

Сила магнитного диполь-дипольного взаимодействия определяется равенством:

$$\vec{F}_{ij}^m = \frac{3\mu_0 m^2}{4\pi r_{ij}^4} \left([1 - 5(\vec{m} \cdot \vec{r}_{ij})^2] \vec{r}_{ij} + 2(\vec{m} \cdot \vec{r}_{ij}) \vec{m} \right), \quad (4)$$

где m – магнитный момент частицы.

Будем рассматривать отдельные агрегаты как твердые сферические частицы, у которых может быть как собственный магнитный момент, так и магнитный момент, наведенный полем: $\vec{m}_i = \beta \vec{H}$, где β – коэффициент пропорциональности, который можно назвать магнитной поляризуемостью частицы (агрегата). В рассматриваемом случае внешнее магнитное поле меняется со временем по закону:

$$H_x = H_0 \cos \omega t, \quad H_y = H_0 \sin \omega t. \quad (5)$$

Таким образом, движение частиц (агрегатов) определяется уравнением:

$$m_0 \frac{d^2 \vec{r}_i}{dt^2} = \vec{F}_i^d + \sum_{i \neq j} \vec{F}_{ij}^s + \sum_{i \neq j} \vec{F}_{ij}^r + \sum_{i \neq j} \vec{F}_{ij}^m, \quad (6)$$

где m_0 – масса частицы.

Будем рассматривать двумерный случай и систему, состоящую из 225 агрегатов. Для удобства расчетов соответствующим образом перейдем во всех уравнениях к безразмерным величинам. Для численного интегрирования уравнения (6) будет применяться алгоритм Верлея.

На ри. 6 представлена полученная серия изображений, демонстрирующая эволюцию во времени исходной системы частиц (агрегатов) при воздействии вращающегося в плоскости изображения магнитного поля.

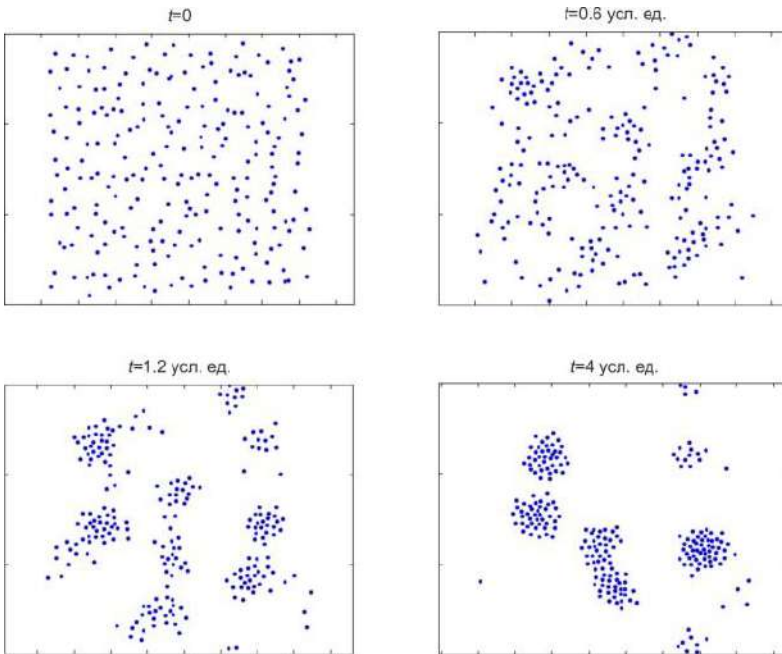


Рис. 6. Результаты моделирования процесса образования кластеров из агрегатов магнитных частиц в плоском слое магнитной жидкости при воздействии вращающегося магнитного поля

Как видно, наблюдается образование кластеров из агрегатов при воздействии вращающегося поля. При этом вначале довольно быстро возникают кластеры небольших размеров, а затем происходит объединение ранее сформировавшихся кластеров. Процесс роста кластеров с

течением времени замедляется, достаточно крупные кластеры объединяются друг с другом медленно. Полученные результаты согласуются с ранее описанными данными экспериментальных наблюдений.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации и Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 16-03-00054).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dikansky Yu.I., Gladkikh D.V., Kolesnikova A.A. Structural organization in the system of magnetized aggregates in elliptically polarized rotating magnetic field // J. Nano- Electron. Phys. – 2014. – Vol. 6, No 3. – p. 03029.
2. Gladkikh D.V., Dikansky Yu.I., Kolesnikova A.A. Structural organization in magnetic fluids with magnetized aggregates in rotating magnetic field // Solid State Phenomena. – 2015. – Vol. 233-234. – pp. 318-322.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СУПЕРПОЗИЦИИ ПОСТОЯННОГО И ЗОНДИРУЮЩЕГО ПОЛЯ НА ДИНАМИЧЕСКИЙ ОТКЛИК МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

Зверев В.С.¹, Батрудинов Т.М., Елфимова Е.А., Иванов А.О.
ФГАОУ ВО «Уральский федеральный университет имени первого
Президента России Б.Н. Ельцина»,
г. Екатеринбург, Российская Федерация,
E-mail: vladimir.zverev@urfu.ru¹

Аннотация: Представлена математическая модель для описания магнитного поля феррожидкости, которая находится под одновременным действием соосно направленных магнитных полей двух видов, а именно постоянного и зондирующего линейно поляризованного переменного поля. Модель основана на уравнении Фоккера-Планка-Брауна для ориентационной плотности вероятности. Предложено его решение, основанное на разложении в ряд по полиномам Лежандра. Проанализировано влияние напряженности постоянного магнитного поля на мнимую и действительную части динамической восприимчивости в области низких частот. В отсутствие постоянной компоненты внешнего поля частотные зависимости восприимчивости имеют характерный Дебаевский вид.

Ключевые слова: магнитная жидкость, уравнение Фоккера-Планка-Брауна, динамическая восприимчивость

THEORETICAL INVESTIGATION INFLUENCE OF SUPERPOSITION CONSTANT AND PROBING FIELD ON THE DYNAMICS RESPONSE OF MAGNETIC FIELD

Zverev V.S.¹, Batrudinov T.M., Elfimova E.A., Ivanov A.O.
Ural Federal University, Ekaterinburg, Russian Federation,
E-mail: vladimir.zverev@urfu.ru¹

Abstract: We developed the mathematical model for the dynamic magnetic response of superposition of the static and weak, linear polarized, alternating magnetic field. The theory is based on the Fokker-Planck-Brown equation. We proposed a solution by expanding in a series of Legendre polynomials. The influence of the static magnetic field on the dynamic susceptibility behavior in domain of the low-frequency is analyzed. In the case of the absence of the magnetic field static component, the presented theory corresponds to the well-known single-particle Debye-theory result.

Key words: ferrofluid, the Fokker-Planck-Brown equation, dynamic magnetic susceptibility spectra



ЗВЕРЕВ Владимир Сергеевич в 2013 году защитил диссертацию на соискание степени кандидата физико-математических наук по специальности «Математическое моделирование поверхностной диффузии с фронтальной химической реакцией». Область научных интересов: нелинейные уравнения в частных производных, численные и асимптотические методы.



БАТРУДИНОВ Тимур Маратович учится на первом курсе магистратуры Института математики и компьютерных наук Уральского Федерального университета.



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



ИВАНОВ Алексей Олегович окончил Уральский государственный университет А.М.Горького в 1984 г. В 1998 г. им защищена диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по тем «Фазовое расслоение магнитных жидкостей». В настоящее время является заведующим кафедры математической физики Уральского Федерального университета.

Сканирование образца магнитной жидкости с помощью переменного магнитного поля с малой амплитудой при одновременном воздействии постоянного поля позволяет получать информацию об её характеристиках, например, о среднем магнитном моменте частиц и об их распределении по размерам [1,2,3]. Данная работа посвящена теоретическому изучению динамической восприимчивости магнитной жидкости, а именно её изменению при различных значениях постоянной составляющей внешнего поля.

В данном исследовании мы рассматриваем случай соосного направления переменного и статического поля. Подобная конфигурация полей изучалась в работах [4,5]. Мы предлагаем альтернативный метод поиска динамической восприимчивости на основе решения уравнения Фоккера-Планка-Брауна для ориентационной плотности вероятности случайно выбранной частицы. Этот метод обеспечивает возможность учета полидисперсности феррожидкости и диполь-дипольного взаимодействия частиц, используя предложенный в [6] способ.

Для моделирования свойств магнитной жидкости будем рассматривать её как систему твердых сфер с диаметром d и магнитным мо-

ментом \bar{m} . Оба компонента внешнего поля направлены вдоль оси Oz в лабораторной системе координат $\bar{H} = (0, 0, h_c + h_a \exp(i\omega t))$, где h_c – величина напряженности постоянного поля, h_a – амплитуда переменного поля с частотой ω , а символом t обозначается время. Ориентация частицы описывается углом θ между внешним полем и её магнитным моментом.

В рассматриваемом нами случае уравнение Фоккера-Планка-Брауна для плотности вероятности $W(t, \theta)$ того, что случайная выбранный частица в момент времени ориентирована вдоль поля под углом θ , может быть записана с помощью следующего набора соотношений

$$2\tau \frac{\partial W}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left((1-x^2) \left[\frac{\partial W}{\partial x} - \frac{\partial V}{\partial x} W \right] \right), \quad x = \cos \theta \quad (1)$$

$$V = \alpha_0 + \alpha_1 e^{i\omega t}, \quad \alpha_0 = mh_c / kT, \quad \alpha_1 = mh_a / kT \quad (2)$$

$$\int_{-1}^1 W dx = 1 \quad (3)$$

Левая часть уравнения описывает временную релаксацию магнитного момента с характерным временем τ . В правой части уравнения (1) присутствует Зеемановская энергия V взаимодействия магнитного момента частицы с внешним полем, отнесенная к тепловой энергии kT , которую можно выразить с помощью параметров Ланженвена α_0, α_1 , при этом $\alpha_1 \ll 1$, поскольку зондирующее поле имеет малую амплитуду. Формула (3) отражает условие нормировки вероятности.

Решение уравнения (1) можно представить в следующем виде

$$W(t, x) = W_0 + \alpha_1 e^{i\omega t} \sum_{l=1}^{\infty} c_l P_l(x), \quad W_0 = \frac{\alpha_0}{2 \sinh(\alpha_0)} \exp(\alpha_0 x). \quad (4)$$

Первое слагаемое в выражении (4) является функцией распределения Максвелла-Больцмана и описывает равновесную ориентационную плотность вероятности в отсутствии зондирующего поля, то есть является стационарным решением (1) для $\alpha_1 = 0$. Вторая часть (4) ответственна за описание влияния зондирующего поля, которая ищется с помощью разложения в ряд по полиномам Лежандра $P_l(x)$.

Общий магнитный отклик M можно определить как сумму проекций всех магнитных моментов частиц на ось магнитного поля, а восприимчивость системы на переменное поле как первый множитель в разложении намагниченности M в ряд Фурье [4,7]

$$M = \rho \int_{-1}^1 \int_0^{\infty} Wxm(y)p(y)dydx, \quad \chi = \frac{\partial}{\partial \alpha_1} \left(\frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} M(t) \exp(-i\omega t) dt \right), \quad (5)$$

где ρ – концентрация феррожидкости. Для монодисперсной системы динамическая восприимчивость полностью определяется коэффициентом при первом полиноме Лежандра, то есть $\chi = c_1$. В силу особенности уравнения (1) c_1 зависит от всех последующих коэффициентов. Соотношения для их поиска получаются как результат подстановки выражения (4) в уравнение (1) и являются системой линейных алгебраических уравнений с трехдиагональной структурой. Её решение можно найти с помощью стандартной процедуры, которая основана на рекуррентном представлении неизвестных $c_{k-1} = \lambda_k c_k + \mu_k$. Данный подход позволяет найти c_1 для любого заданного количества членов ряда в формуле (4) с помощью систем компьютерной алгебры. Поскольку основные особенности динамической восприимчивости можно проследить уже при учете двух первых полиномов Лежандра приведем формулу для c_1 в этом случае

$$c_1 = \frac{F_1}{2} \frac{1}{1+i\omega\tau} - \frac{\alpha_0}{5(3+i\omega\tau)(1+i\omega\tau) - 2\alpha_0^2} \left(F_2 + F_1 \frac{\alpha_0}{1+i\omega\tau} \right), \quad (6)$$

$$F_k = \frac{2k+1}{2} \int_{-1}^1 (2x - \alpha_0(1-x^2)) W_0 P_k(x) dx, \quad k = 1, 2.$$

На рисунке ниже представлены характерные графики мнимой и действительной части восприимчивости $\chi = \chi' - i\chi''$ в зависимости от различных значений величины постоянного поля α_0 . Они рассчитаны в монодисперсном случае при учете трех слагаемых в разложении по полиномам Лежандра и приведены в безразмерных величинах.

Кривые 1 и 2 показывает поведение χ' и χ'' в случае слабого статического поля $\alpha_0 = 0.1$ и соответствует спектрам восприимчивости теории Дебая. Увеличение величины напряженности постоянного поля влияет на чувствительность спектров следующим образом: во-первых, происходит сдвиг вниз действительной части восприимчивости в области низких частот. Подобное поведение указывает на то, что более намагниченная система меньше реагирует на зондирующее поле. Во-вторых, максимум мнимой части восприимчивости уменьшается с ростом α_0 и смещается вправо. Однако, смещение пика частоты при малых α_0 не происходит, и динамическая восприимчивость линейно зависит от частоты. В тоже время известно, что учет межчастичного ди-

поль-дипольного корреляции приводит к другому поведению динамического отклика в магнитных жидкостях. Последнее подтверждается результатами теоретических расчетов, компьютерного моделирования и экспериментальных исследований [6,8].

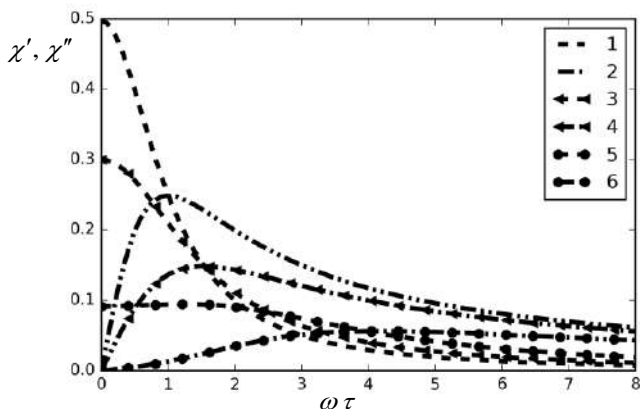


Рис. Мнимая и действительная часть динамической восприимчивости χ .
Кривые 1,3,5 – действительные части χ' при α_0 0,1, 1 и 2 соответственно.
Кривые 2,4,6 – мнимые части χ'' при α_0 0,1, 1 и 2 соответственно

Таким образом, рассмотренная в данной работе задача исследования динамической восприимчивости магнитной жидкости в соосных полях, которая является необходимым шагом в построении теории магнитного отклика при учете диполь-дипольного взаимодействия.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (грант № 15-12-10003).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пирожков Б.И., Вольхин И.Л. Исследование магнитной жидкости в соосных магнитных полях: постоянном и переменном // Вестник пермского университета. 2011. С. 42.
2. Пирожков Б. И. Исследование явлений агрегирования в магнитной жидкости методом скрещенных магнитных полей // Изв. АН СССР, сер. физ., 1987, Т. 51, №6. С. 1088–1093
3. Куникин С.А., Диканский Ю.И. О температурной зависимости магнитной восприимчивости магнитных дисперсных наносистем // Журнал технической физики. 2010. Т. 80. С. 112–116.
4. Raikher Y.L., Shliomis M.I. The effective field method in the orientational kinetics of magnetic fluids // Adv. Chem. Phys. 1994. Т. 87. № 1994. С. 595–751.

-
5. Райхер Ю.Л., Степанов В.И. Избирательное подавление старших гармоник намагниченности в суперпарамагнитной системе // Физика твердого тела. 2001. Т. 43. № 2. С. 1–4.
 6. Ivanov A.O., Zverev V.S., Kantorovich S.S. Temperature-dependent dynamic correlations in suspensions of magnetic nanoparticles in a broad range of concentrations: a combined experimental and theoretical study // Phys. Chem. Chem. Phys. 2016.
 7. Zubarev A.Y., Yushkov A. V. Dynamic properties of moderately concentrated magnetic liquids // J. Exp. Theor. Phys. 1998. Т. 87. № 3(9). С. 484–493.
 8. Sindt J.O., Camp P.J., Kantorovich S.S. и др. Influence of dipolar interactions on the magnetic susceptibility spectra of ferrofluids // Phys. Rev. E. 2016. Т. 93. № 6. С. 063117.

ИССЛЕДОВАНИЕ САМООРГАНИЗАЦИИ СУПРАМОЛЕКУЛЯРНЫХ МАГНИТНЫХ ФИЛАМЕНТОВ РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ

Новак Е.В.¹, Рожков Д.А.¹, Санчес П.², Новак И.В.³,
Канторович С.С.^{1,2}

¹ФГАОУ ВО «Уральский федеральный университет имени первого
Президента России Б.Н. Ельцина», г. Екатеринбург,
Российская Федерация;

² Университет г.Вена, г. Вена, Австрия;

³ ФГБОУ ВО «Уральский государственный экономический
университет», г. Екатеринбург, Российская Федерация.
E-mail: ekaterina.novak@urfu.ru¹

Аннотация: Наше исследование посвящено изучению филаментов в форме цепочки и кольца с использованием молекулярной динамики. Филаменты состоят из магнитных наночастиц с точечным диполем в центре. Мы изучаем как изменяются структура филаментов в виде цепочки и кольца при охлаждении и изменении длины филамента. Данная работа будет полезна при теоретическом и численном исследовании растворов филаментов.

Ключевые слова: супрамолекулярные магнитные филаменты, магнитные коллоиды, перекрестная связь, компьютерный эксперимент.

INVESTIGATION OF SELF-ASSEMBLY SUPRAMOLECULAR MAGNETIC FILAMENTS OF DIFFERENT SHAPES

Novak E.V.¹, Rozhkov D.A.¹, Sanchez P.², Novak I.V.³,
Kantorovich S.S.^{1,2}

¹Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia;

²University of Vienna, Vienna, Austria;

³Ural State University of Economics, Ekaterinburg, Russia.

E-mail: ekaterina.novak@urfu.ru¹

Annotation: We present our study about filaments of ring and linear shape via molecular dynamics simulations. Filaments are made of magnetic nanoparticles, possessing a point dipole in their centres. We study how the conformation of a single chain and ring filament changes on cooling for different lengths. Our research will help in the theoretical and numerical study of filaments dispersions.

Keywords: supramolecular magnetic filaments, magnetic colloids, crosslinking, computer simulations.



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



РОЖКОВ Дмитрий Александрович окончил Уральский Федеральный Университет в 2012г. С 2010 г. по 2013г. работал стажером-исследователем лаборатории математического моделирования физико-химических процессов в многофазных средах УрФУ. За время учебы в университете проходил стажировку в Великобритании и Германии по методам компьютерного моделирования физических систем. Принимал участие в конференциях, посвященных физике магнитных жидкостей и компьютерному моделированию.



САНЧЕС А. Педро является доцентом кафедры физики Университета г. Вена. Область научных интересов: супрамолекулярные магнитные филаменты, полимерные кисти и комплексы, компьютерный эксперимент. Является автором множества публикаций по данным тематикам.



КАНТОРОВИЧ Софья Сергеевна в 2004 году защитила диссертацию на соискание ученой степен кандидата физико-математических наук по теме: «Цепочечные агрегаты в полидисперсных магнитных жидкостях». В настоящее время работает доцентом-исследователем на кафедре математической физики ИМКН УрФУ. Имеет более 50 научных статей в ведущих реферируемых журналах. Научно-исследовательская работа неоднократно поощрялась грантами РФФИ для молодых ученых, грантами Президента РФ для молодых кандидатов наук.



НОВАК Ирина Владимировна, доцент кафедры прикладной математики Уральского государственного экономического университета. Окончила математико-механический факультет Уральского государственного университета в 1983 года. Преподает в УрГЭУ на кафедре прикладной математики более 25 лет.

Магнитные частицы играют значимую роль в сфере нанотехнологий – одной из наиболее прогрессивных областей науки. Такие частицы обычно имеют размеры от нескольких единиц до сотен нанометров и входят в состав более сложных веществ, таких как жидкости, гели и т.д. Несмотря на то, что первые стабильные суспензии магнитных наночастиц были синтезированы более 50 лет назад [1], они все еще не полностью изучены. Дело в том, что феррожидкости, также как и мягкие магнитные материалы, могут легко менять свои свойства из-за различных внешних факторов (температура, внешнее магнитное поле).

Что и является причиной огромного количества технологических и медицинских применений этих систем [2, 3]. Магнитные наночастицы могут взаимодействовать друг с другом посредством магнитного диполь-дипольного взаимодействия. Если последнее достаточно сильно, то оно приводит к самоорганизации частиц в различного типа агрегаты – линейные гибкие цепочки, кольца, сети [4, 5]. До недавнего времени было невозможно предсказать возникновение определенного типа агрегатов при некоторых изменениях окружающей среды, что приводило к ограничениям в применении материалов. Однако, недавно были разработаны экспериментальные методы, позволяющие комбинировать магнитные частицы и полимеры (полимерные цепи привиты к поверхности наночастиц). Такой экспериментальный прорыв сделал возможным создание структур с определенным типом агрегатов с хорошо управляемыми механическими, магнитными и другими свойствами. Данная работа является исследованием свойств самоорганизации одной из вышеупомянутых структур - магнитных филаментов – полугибких цепей из магнитных частиц связанных друг с другом полимерами [6, 7]. Мы исследуем два различные конформации: простые открытые цепи и замкнутые кольца методом компьютерного моделирования для изучения различных структурных параметров одного филамента.

В качестве начального шага, мы рассматриваем филаменты, состоящие из монодисперсных магнитных частиц. Дальнейшее магнитное взаимодействие между любой парой магнитных частиц описывается диполь-дипольным потенциалом:

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

где \vec{r} есть радиус-вектор, соединяющий центры двух частиц с номерами i и j ; m_i соответствует величине магнитного момента i -ой частицы. Отталкивание мягких сфер опишем потенциалом Weeks-Chandler-Andersen (U_{WCA}):

$$U_{WCA}(r) = 4\varepsilon \left[\left(\frac{d}{r} \right)^{12} - \left(\frac{d}{r} \right)^6 \right] + \varepsilon, \quad (2)$$

где ε – величина энергии потенциала. Эффекты «сшивки» или перекрестной связи двух частиц моделируются простой гармонической пружиной, концы которой прикреплены к поверхности «сшиваемых» наночастиц. Точки крепления пружин расположены на поверхности частиц, на расстоянии $d/2$ от их центров. Таким образом, потенциал, который связывает поверхности двух ферромагнитных частиц i и j выглядит так:

$$U_s(ij) = 0.5K_s(\bar{r} - (\hat{m}_i + \hat{m}_j)d/2)^2, \quad (3)$$

где $\hat{m}_{i(j)}$ - единичный вектор, параллельный соответствующему магнитному моменту. Для того, чтобы длины связи была конечной, мы ввели FENE-взаимодействие для ближайших соседей в филаменте:

$$U_F(ij) = -K_f \ln(1 - (r/r_f)^2)/2, \quad (4)$$

где $K_f = 30$, $r_f = 1.5d$.

Симуляции были выполнены с помощью пакета ESPResSO 3.2.0 [8] в безразмерных единицах, где $d = 1$, $m = 1$, $\varepsilon = 1$ и $K_s = 30$. Для того, чтобы изучить эволюцию конформаций цепочки, мы исследовали такие параметры как «расстояние от конца до конца» и радиус гирации. Последняя характеристика также использовалась для изучения филамента в виде кольца. Величина дипольного момента каждой частицы принимала значения 3, 5 и 8, филамент мог состоять из 10, 20 и 30 частиц, температура варьировалась в промежутке от 0.3 до 6.5. Мы использовали метод молекулярной динамики с помощью термостата Ланжевена, в сочетании с методом обменной реплики. Последнее было использовано, чтобы не попасть в состояние локального минимума.

На рис.1 показана зависимость радиуса гирации (нормированного на соответствующее число частиц в филаменте, левый ряд – 10, правый ряд – 30 частиц) от температуры. Верхний ряд: цепочка. Нижний ряд: кольца. Пунктирная линия соответствует нормированному радиусу идеального кольца. Символы соответствуют различному квадрату дипольного момента: квадраты - 3, треугольники - 5, круги – 8.

На графиках видно, что радиус гирации для цепочки сначала растет, а затем резко падает до единицы, что можно объяснить тем, что филамент в виде цепочки замыкается в кольцо. Такое же поведение показывает и «расстояние от конца до конца» (мы не приводим здесь этот график в связи с ограничением пространства). Также, можно отметить, что для любого числа частиц в филаменте и любого квадрата дипольного момента, существует определенная температура, после чего радиус гирации, совпадает для цепочки и колец. Это означает, что «сшивки» оказывает незначительное влияние при режиме низких температур.

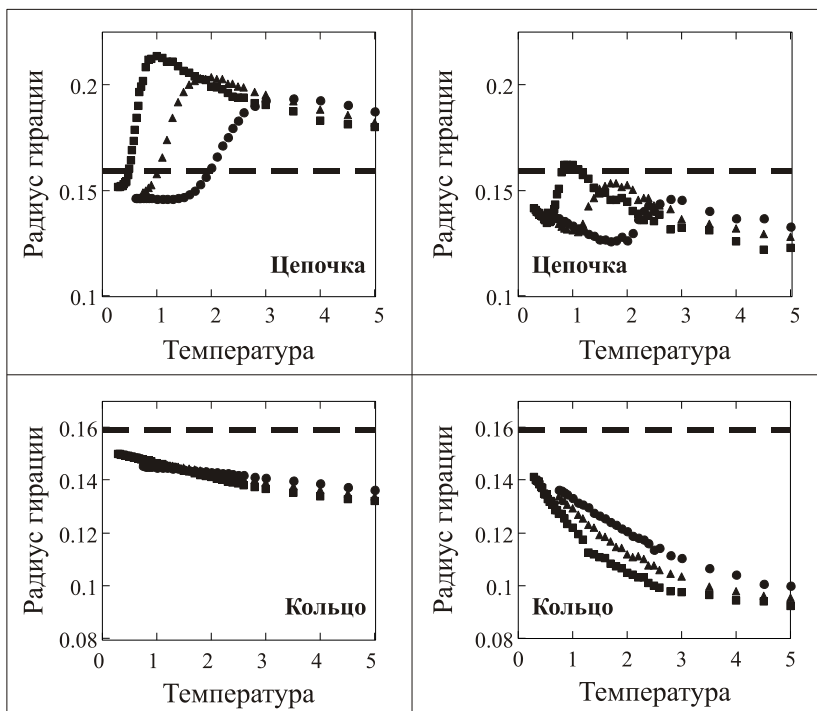


Рис. 1. Радиус гирации, нормированный на соответствующее число частиц в филаменте (левый ряд – 10, правый ряд - 30).

Верхний ряд: цепочка. Нижний ряд: кольца. Пунктирная линия соответствует нормированному радиусу идеального кольца. Символы соответствуют различному квадрату дипольного момента: квадраты - 3, треугольники - 5, круги – 8

Работа проведена при частичной финансовой поддержке грантов: Austrian Research Fund (FWF): START-Projekt Y 627-N27, ETN Colldense, грант Министерства образования и науки РФ (Проект 3.12.2014/К). С.К. благодарна гранту РФФИ 15-32-20549 мол-а-вед. Работа Е.Н. и Д.Р. выполнена при частичной поддержке гранта Президента РФ (гр. № 5216.2015.2). Компьютерные симуляции были выполнены на вычислительном кластере Уральского федерального университета.

СПИСОКЛИТЕРАТУРЫ

1. R. E. Rosensweig, Magnetocaloric power, J. AIAA 2 (1964) 1418.
2. S. Hughes et al., Selective activation of mechanosensitive ion channels using magnetic particles, J. R. Soc. Interface 5 (25) (2008) 855.
3. E. Pollert et al., Magnetic nanoparticles for magnetic resonance imaging and hyperthermia applications, in: R. Brayner, F. Fievet, T. Coradin (Eds.), Nanomaterials: A Danger or a Promise ?, Springer London, 2013, p. 99.

-
4. P. J. Camp et al., Isotropic fluid phases of dipolar hard spheres, *Phys. Rev. Lett.* 84 (1) (2000) 115.
 5. M. Klokkenburg, et al., Quantitative real-space analysis of self-assembled structures of magnetic dipolar colloids, *Phys. Rev. Lett* 96 (2006) 037203.
 6. F. Zhang, C.-C. Wang, Fabrication of one-dimensional iron oxide/silica nanostructures with high magnetic sensitivity by dipole-directed self-assembly, *The Journal of Physical Chemistry C* 112 (39) (2008) 15151.
 7. P. A. Sanchez et al., Magnetic filament brushes: tuning the properties of a magneto responsive supramolecular coating, *Faraday Discuss.* 186 (2016) 241.
 8. H.J.Limbach et al. ,ESPReso – an extensible simulation package for research on soft matter systems,*ComputPhys Commun* 174 (9) (2006) 704.

СИСТЕМЫ МАГНИТНЫХ АНИЗОТРОПНЫХ ЧАСТИЦ

Пьянзина Е.С.¹

ФГАОУ ВО «Уральский федеральный университет имени первого
Президента России Б.Н. Ельцина», г. Екатеринбург, Россия

E-mail: Elena.Pyanzina@urfu.ru¹

Аннотация: В настоящей работе изучает система магнитных эллипсоидов вращения при комнатных температурах. Проводится теоретическое исследование, а также выполняются компьютерные эксперименты. Показывается, что форма частицы, а также расположение магнитного момента внутри частицы может достаточно сильно изменить свойства системы, эти характеристики могут служить контролирующими параметрами в процессе создания таких материалов, что может быть важно в различных приложениях.

Ключевые слова: анизотропные магнитные частицы, начальная восприимчивость, кластерный анализ

SYSTEMS OF MAGNETIC ANISOTROPIC PARTICLES

Pyanzina E. S.¹

Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

E-mail: Elena.Pyanzina@urfu.ru¹

Abstract: In this paper the system of magnetic ellipsoids of rotation at room temperature are examined. We use a theoretical study, and perform computer experiments. It is shown that the particle shape and the location of the magnetic moment within the particle can be sufficiently strong to change the properties of the system these characteristics may be used as controlling parameters during the synthesis of such materials, which may be important in various applications.

Keywords: anisotropic magnetic particles, the initial susceptibility, cluster analysis



ПЯНЗИНА Елена Сергеевна окончила Уральский государственный университет им. А.М. Горького в 2006 году. В 2011 году защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по теме: «Микроструктура и магнитные свойства бидисперсных феррожидкостей с цепочечными агрегатами». Имеет более 40 научных публикаций, в том числе 17 статей, 15 статей в иностранных журналах. В настоящее время является доцентом кафедры математической физики ИМКН УрФУ, кандидат физ.-мат. наук. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами УрФУ, РФФИ, Минобразования РФ и грантом Президента РФ.

1. Введение

Магнитные анизотропные частицы в последнее время стали независимой быстроразвивающейся отраслью в исследованиях мягки материалов. Примером таких систем могут служить эллипсоиды, цилиндры, кубики, гантели и т.д. [1-2]. Такие системы имеют более сложную микроструктуру, чем сферические частицы, и в зависимости от свойств самих частиц (форма, степень анизотропии формы, направление магнитного момента), могут иметь различное макроскопическое поведение. Все это приводит к необходимости тщательно проанализировать влияние формы и внутренней структуры анизотропных частиц на их свойства, чтобы быть в состоянии предсказать возможные структурные переходы и кластерные топологии.

2. Исследуемая система

Рассматривается система эллипсоид вращения, поэтому в нем есть только две оси, по которым может быть направлен магнитный момент \mathbf{m} . Пример частицы приведен на Рис. 1а. Для описания формы частицы, степени ее анизотропии, будет использоваться параметр $X_0=b/a$. Будут рассматриваться только вытянутые эллипсоиды, поэтому значение данного параметра будет всегда больше 1.

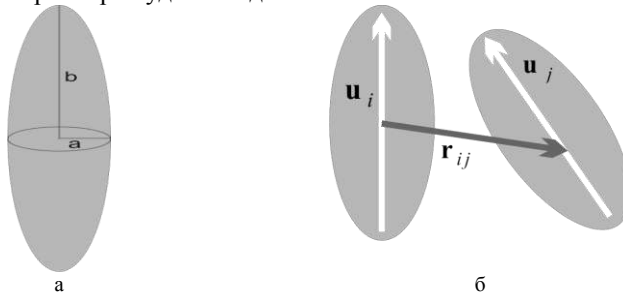


Рис. 1. (а) Схематическое изображение эллипсоида, (б) пояснение к потенциалу Гей-Берне

В центре каждой частицы расположен точечный магнитный момент, взаимодействие таких моментов имеет следующий вид:

$$U_{dd}(ij) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{1}{|\mathbf{r}_{ij}|^3} \left[(\mathbf{m}_i \cdot \mathbf{m}_j) - 3 \frac{(\mathbf{m}_i \cdot \mathbf{r}_{ij})(\mathbf{m}_j \cdot \mathbf{r}_{ij})}{|\mathbf{r}_{ij}|^2} \right]. \quad (1)$$

Здесь \mathbf{r} это радиус вектор, соединяющий центры двух частиц, а \mathbf{m} – их магнитный момент. Магнитный момент может располагаться по длинной или короткой оси эллипсоида. Все частицы имеют одинаковый размер, рассматривается монодисперсная система. Для описания

стерического взаимодействия несферических частиц (как в теории, так и в компьютерном эксперименте) используется потенциал Гея-Берне (см. [3-4]):

$$U_{GB}(ij) = \begin{cases} 4\varepsilon(\mathbf{u}_i, \mathbf{u}_j) \left[\left(\frac{d}{r_{ij} - \sigma(\mathbf{u}_i, \mathbf{u}_j, \hat{\mathbf{r}}_{ij}) + d} \right)^{12} - \left(\frac{d}{r_{ij} - \sigma(\mathbf{u}_i, \mathbf{u}_j, \hat{\mathbf{r}}_{ij}) + d} \right)^6 + \frac{1}{4} \right], & r_{ij} \leq r_c \\ 0, & r_{ij} > r_c \end{cases} \quad (2)$$

$\hat{\mathbf{r}}_{ij} = \mathbf{r}_{ij} / r_{ij}$ - это единичный радиус-вектор, а \mathbf{u}_i - единичный вектор, сонаправленный с главной осью эллипсоида (см. рис. 1б). Главная особенность данного стерического потенциала, что он зависит не только от расстояния между частицами, но и от их взаимной ориентации.

Первым шагом при изучении систем магнитных эллипсоидов при комнатных температурах было исследование взаимодействия пары частиц. На рис. 2 приведен суммарный потенциал пары частиц как функция расстояния между их центрами для трех ориентаций магнитных моментов (голова-хвост, перпендикулярное расположение и антипараллельная пара) и двух значений соотношения полуосей.

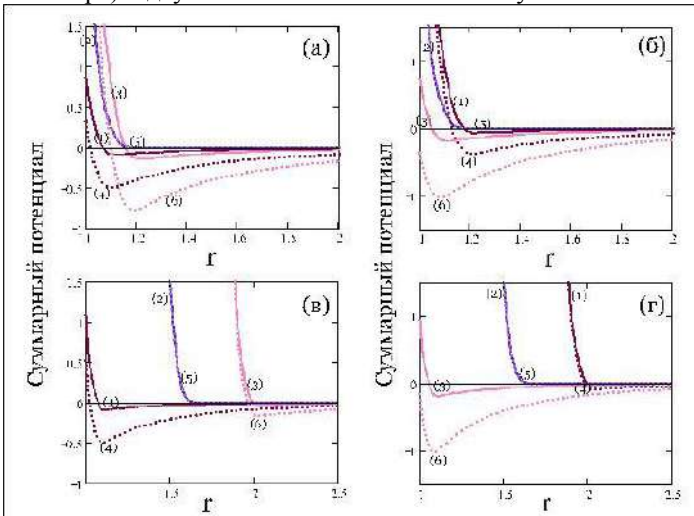


Рис. 2. Суммарный потенциал пары эллипсоидов как функция расстояния. (а),(в) для эллипсоидов с магнитным моментом вдоль длинной оси, (б),(г) для эллипсоидов с магнитным моментом вдоль короткой оси. $X_0=1.1$ для (а) и (б), $X_0=1.9$ для (в) и (г). Сплошные линии – значения потенциала для $m=1$, пунктирные линии – для $m=1.7$. Линии (1),(4) соответствуют ориентации магнитных моментов “голова-хвост”, для (2),(5) магнитные моменты перпендикулярны друг другу, а в случаях (3),(6) магнитные моменты образуют антипараллельную пару

Также рассмотрены две возможные ориентации магнитного момента внутри частицы (на рисунке слева – вдоль длинной оси, справа – по короткой). Видно, что с изменением формы частиц системы ведут себя по-разному. Слева происходит смена преобладающей ориентации магнитных моментов, а справа преобладающая конфигурация остается той же (см. кривые 4 и 6 на рис. 2). Данные результаты полностью согласуются с основным состоянием таких систем [5]. Кроме того, для системы эллипсоидов с магнитным моментом вдоль длинной оси, при смене преобладающей конфигурации магнитных моментов уменьшается величина потенциала (см. кривую 6 на рис. 2а и кривую 4 на рис. 2в). Все это будет сказываться на поведении системы при комнатных температурах.

3. Термодинамические характеристики.

Для изучения структуры системы рассмотрим радиальную функцию распределения (RDF). В теории она была рассчитана как разложение по концентрации нулевого порядка, результаты приведены на рис. 3. На данном рисунке сплошными линиями изображены результаты для системы частиц с магнитным моментом вдоль длинной оси, пунктирными – для эллипсоидов с магнитным моментом вдоль короткой оси, магнитный момент равен 1. На данном рисунке видно, что форма частиц оказывает влияние на поведение RDF, и с увеличением параметра X_0 (рис. 3б) положение магнитного момента внутри частицы практически не оказывает влияния. Однако из данной характеристики невозможно извлечь информацию о расположении магнитных моментов, которое может сильно влиять на магнитные свойства системы.

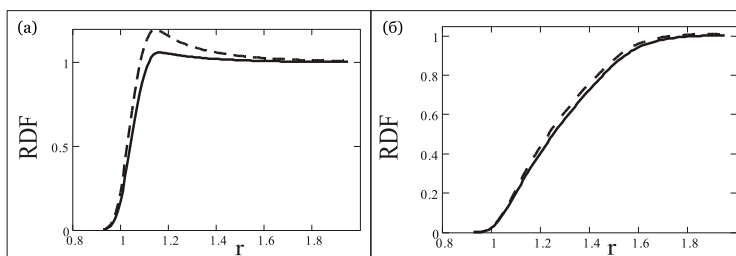


Рис. 3. Радиальная функция распределения в зависимости от расстояния. (а) $X_0=1.1$, (б) $X_0=1.9$. Сплошные линии – система частиц с магнитным моментом вдоль длинной оси, пунктирные – для эллипсоидов с магнитным моментом вдоль короткой оси. Магнитный момент равен 1

Далее будет рассматриваться только система эллипсоидов с магнитным моментом вдоль длинной оси. Для изучения такой системы была проведена серия компьютерных экспериментов при различных

значениях числовой концентрации частиц ρ и величины магнитного момента m . На рис. 4 приведена RDF для двух значений параметра X_0 (левая и правая колонки) и ρ (верхняя и нижняя строка). Из рисунка видно, что, во-первых, система имеет принципиально разное поведение при разной форме частиц (рис. 4а и 4б), а во-вторых, влияние величины m уменьшается при росте параметра X_0 . Данное поведение соответствует поведению суммарного потенциала для таких систем, который был описан выше. При увеличении концентрации частиц поведение системы остается тем же.

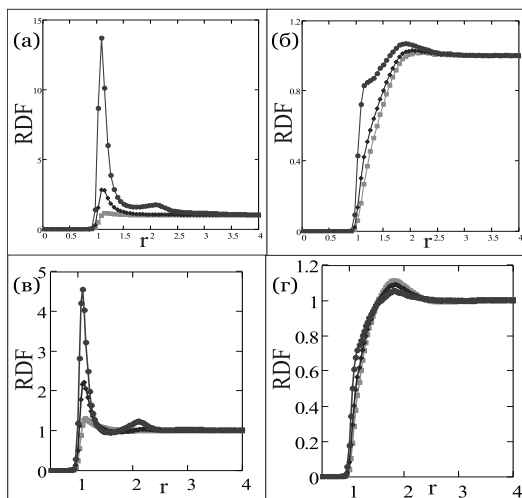


Рис. 4. Радиальная функция распределения в зависимости от расстояния для системы эллипсоидов с магнитным моментом вдоль длинной оси. (а),(в) $X_0=1.1$, (б),(г) $X_0=2.3$. Для (а),(б) числовая концентрация частиц ρ равна 0.02, а для (в),(г) $\rho=0.14$. Различные символы соответствуют разным значениям магнитного момента m (квадраты для $m^2=1$, ромбы для $m^2=3$ и точки – $m^2=5$).

Рассмотрим далее начальную восприимчивость системы χ , которая приведена на рис. 5 для различных концентраций и величин X_0 . На рис. 5а приведена χ для $\rho=0.02$. Видно, что форма частиц оказывает влияние на начальную восприимчивость. На рис. 5б ($\rho=0.14$) данная тенденция выражена сильнее. Видно, что частицы практически сферической формы (квадраты) с ростом m имеют заметный рост χ , обусловленный коллективным откликом частиц с преобладающей ориентацией “голова-хвост”. Но с ростом анизотропии формы преобладающей становится антипараллельная ориентация магнитных моментов, энтропия пары таких частиц мала, что не позволяет образовываться

большому числу таких пар. Кроме того, данная конфигурация имеет нулевой магнитный момент. Все это сказывается на поведении начальной восприимчивости, которая растет значительно медленней (см. ромбы и точки на рис. 5).

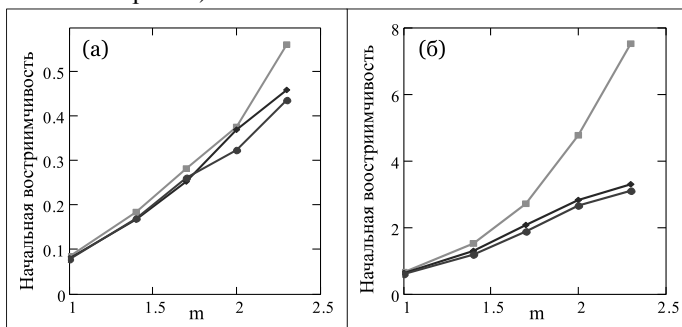


Рис. 5. Начальная восприимчивость как функция магнитного момента.

Для (а) числовая концентрация частиц ρ равна 0.02, а для (б) $\rho=0.14$.

Различные символы соответствуют разным значениям анизотропии формы частиц (квадраты для $X_0=1.1$, ромбы для $X_0=1.7$ и точки – $X_0=2.3$).

4. Кластерный анализ.

Для анализа микроструктуры необходимо определить критерий, по которому две частицы могут считаться связанными и принадлежать одному агрегату. Мы используем следующий критерий: расстояние между центрами частиц меньше, чем некоторое критическое, а энергия диполь-дипольного взаимодействия пары этих частиц отрицательная. При проведении кластерного анализа по данным компьютерного эксперимента используется теория графов. На рис. 6 приведен граф, полученный по одной из конфигураций системы. Одиночные точки соответствуют одиночным частицам, а остальные – различным кластерам.

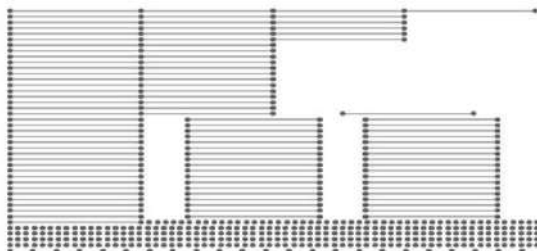


Рис. 6. Изображение графа, полученного по одной из конфигураций системы. Точки соответствуют центрам частиц, линии обозначают, что две частицы находятся в одном кластере. Масштаб не соответствует реальному расположению частиц и расстояниям между ними

Значения различных характеристик микроструктуры получаются усреднением по всем конфигурациям, полученным в компьютерных экспериментах. На рис. 7 приведены средний размер кластера (число частиц в нем) и степень заагрегированности системы (процент частиц от общего их числа, находящихся в кластерах) для различных концентраций и величин магнитного момента. Из рисунка видно, что форма частиц оказывает сильное влияние на количество частиц в кластере (см. рис. 7а). Только для наибольшего значения m (точки) и небольших значений X_0 в системе есть небольшие агрегаты.

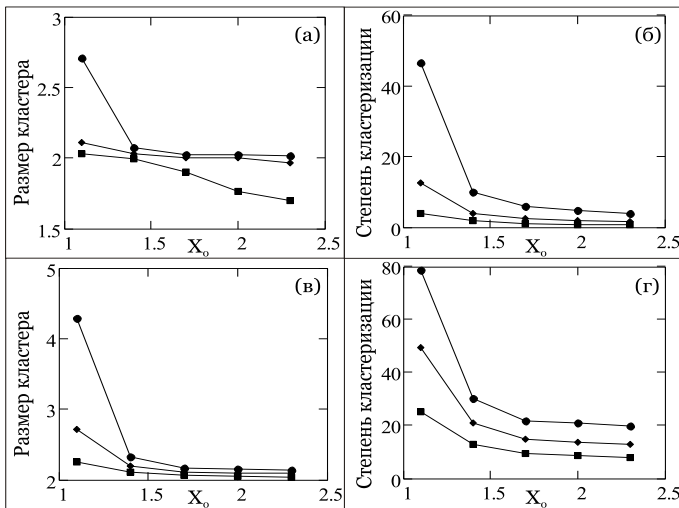


Рис. 7. Средняя длина кластера и степень заагрегированности системы как функция степени анизотропии формы частиц X_0 . Для (а),(в) числовая концентрация частиц ρ равна 0.02, а для (б),(г) $\rho=0.14$. Различные символы соответствуют разным значениям магнитного момента m (квадраты для $m^2=1$, ромбы для $m^2=3$ и точки – $m^2=5$).

Для значения $X_0=2.3$ (крайние правые точки на рисунке) даже увеличение магнитного момента не приводит к образованию кластеров больше, чем дублеты. Это также объясняет поведение начальной восприимчивости. Аналогичное поведение наблюдается и для степени заагрегированности системы (рис. 7б), которая уменьшается с ростом X_0 для всех значений m . Можно сказать, что анизотропия формы препятствует кластеризации системы. С увеличением концентрации (рис. 7в,г) данные тенденции проявляются более ярко.

Наглядное представление вышеописанного приведено на рис. 8-9, на которых изображено по 4 конфигурации, полученные из компью-

терных экспериментов. Для наглядности, приведены только частицы, заключенные в кластеры.

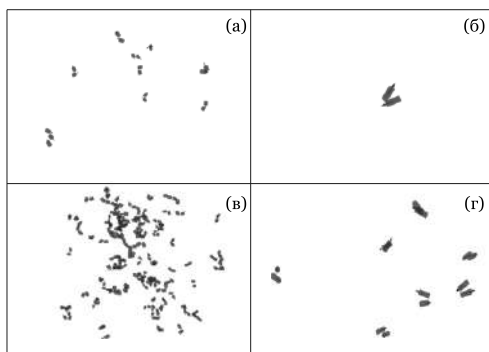


Рис. 8. Снепшоты из компьютерных экспериментов для $\rho=0.02$. (а),(в) для $X_0=1.1$; (б),(г) для $X_0=2.3$. Для (а),(б) $m^2=1$, а для (в),(г) $m^2=5$.

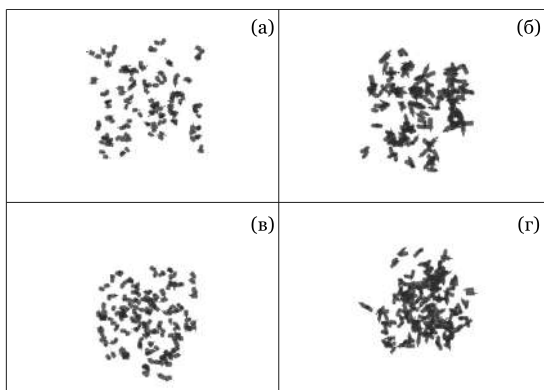


Рис. 9. Снепшоты из компьютерных экспериментов для $\rho=0.14$. (а),(в) для $X_0=1.1$; (б),(г) для $X_0=2.3$. Для (а),(б) $m^2=1$, а для (в),(г) $m^2=5$.

5. Заключение.

В данной работе была изучена система магнитных эллипсоидов с помощью теории и компьютерных экспериментов. Был проведен кластерный анализ, получены радиальная функция распределения и начальная восприимчивость.

Проведенное исследование систем анизотропных частиц показал, что форма частиц и направление магнитного момента может влиять на

микроструктуру и магнитные характеристики системы. В результате можно прийти к выводу, что форма анизотропных частиц может быть эффективно использована в качестве контрольного параметра для микроструктуры системы. В конечном счете, системы магнитных анизотропных частиц могут служить воплощением идеи настройки и разработки новых материалов с контролируруемыми свойствами.

Работа выполнена при финансовой поддержке Гранта Президента для молодых кандидатов наук МК-7131.2015.2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. Yan, J. Fresnais, J.-F. Berret., *Soft Matter* 6 (2010) 1997–2005.
2. A. Gunther, P. Bender, A. Tschöpe, R. Birringer, *J. Phys.: Cond. Matter* 23 (2011) F5103.
3. J. G. Gay, B. J. Berne, *J. Chem. Phys.*, 74 (1981), 3316–3319.
4. S. Kantorovich, E. Pyanzina, C. De Michele, F. Sciortino, *Soft Matter* 9 (2013) 4412–4427
5. S. Kantorovich, E. Pyanzina, F. Sciortino, *Soft Matter* 9 (2013) 6594–6603

ДИНАМИКА СТОЛБА МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Полунин В.М.¹, Ряполов П.А.¹, Платонов В.Б.¹, Арефьев И.М.²

¹ Юго-Западный государственный университет (ЮЗГУ), г. Курск,

E-mail: polunin-vm1@yandex.ru

² Ивановский государственный энергетический университет (ИГЭУ), г. Иваново

Аннотация: Рассматривается процесс возмущения столба магнитной жидкости при динамическом внешнем воздействии. Разработана экспериментальная установка, предложено теоретическое обоснование процессов динамической деформации столба МЖ. Экспериментально определены значения коэффициента упругости при динамическом воздействии. На основе эксперимента получено значение намагниченности в области сильных магнитных полей. Полученные данные согласуются с кривой намагниченности, полученной баллистическим методом.

Ключевые слова: магнитная жидкость, вязкость, коэффициент пондеромоторной упругости при динамическом возмущении, гидростатическое давление, намагниченность насыщения.

DYNAMIC OF THE MAGNETIC FLUID COLUMN IN THE STRONG MAGNETIC FIELDS

Polunin V.M.¹, Ryapolov P.A.¹, Platonov V.B.¹, Arefiev I.M.²

¹ South-West State University (SWSU), Kursk,

E mail: polunin-vm1@yandex.ru

² Ivanovo State Power University (ISPU), Ivanovo

Abstract: The process of magnetic perturbation of the liquid column in the dynamic external influence. The experimental setup is developed, theoretical basis of the dynamic elastic deformation processes MF is suggested. The values of the static coefficient under dynamic external influence experimentally determined. The value of the magnetization in the region of the strong magnetic fields obtained from the experiment. These findings are consistent with the magnetization curve obtained by the ballistic method.

Keywords: magnetic fluid, viscosity coefficient, elasticity coefficient under the dynamic external influence, hydrostatic pressure, saturation magnetization.

Наиболее распространенным способом изучения физических свойств магнитных жидкостей (МЖ) являются измерения вязкости вискозиметрами Брукфильда [1,2]. В некоторых работах встречается использование U-образных систем [3,4]. Однако, во многих распространённых инженерных системах на основе МЖ, таких как, датчики, амортизаторы, уплотнения и прочее, используются линейные колеба-

ния столба МЖ в магнитном поле. В связи с этим представляет интерес изучение упруго-магнитных параметров МЖ, удерживаемой пондеромоторными силами в горизонтально и вертикально расположенной трубке в сильном магнитном поле, в число которых входят: частота колебаний, кривая намагничивания, а также напряженность и градиент напряженности магнитного поля.

Для проведения эксперимента была разработана установка, предназначенная для измерения частоты свободных затухающих колебаний МЖ-столбика, показана на рис. 1. В работе использовался лабораторный электромагнит ФЛ-1, между полюсными наконечниками размещена прозрачная трубка 1 с помощью держателя 6. Ось трубки проходит горизонтально через центр межполюсного зазора параллельно поверхности полюсных наконечников, пересекая ось полюсных наконечников под прямым углом. При напряженности магнитного поля ≥ 100 кА/м трубка заполняется магнитной жидкостью 2, которая захватывается полем и зависает в нем.

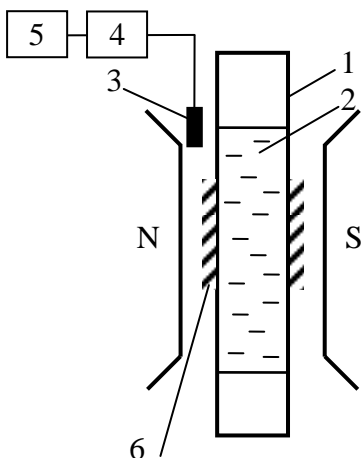


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки

В зазоре между трубкой и полюсным наконечником установлена катушка индуктивности 3, сигнал с нее поступает на усилитель 4 и передается на осциллограф 5, а затем на компьютер для последующей обработки. Столбик МЖ удерживается в положении равновесия только за счет эффекта магнитной левитации. Для возбуждения колебаний столбика МЖ используется резиновая пробочка с отверстием, которое при выдергивании из трубочки прикрывается. Между пробочкой и свободной поверхностью жидкости имеется воздушная полость. Вы-

дергивание пробочки с перекрытым отверстием из трубки обуславливает скачек давления в газовой полости. В процессе колебаний МЖ-столбика оба конца трубки остаются открытыми.

В работе исследовались образцы магнитных жидкостей на основе высокодисперсного магнетита Fe_3O_4 , стабилизированного поверхностно-активным веществом – олеиновой кислотой. В образце МЖ-1 в качестве дисперсионной среды – жидкости-носителя – использовался авиационный керосин ТС-1, в образце МЖ-2 – ундекан. Объекты исследования синтезированы в Проблемной научно-исследовательской лаборатории прикладной феррогидродинамики Ивановского государственного энергетического университета.

Статическая упругость системы определяется пондеромоторными силами взаимодействия намагниченного вещества с неоднородным магнитным полем. Выражение для коэффициента пондеромоторной упругости k_p получено в работе [5].

$$k_p = \mu_0 \frac{\pi d^2}{2} \left(M_x \frac{\partial H_x}{\partial z} \right)_{z=b/2}, \quad (1)$$

где μ_0 – магнитная постоянная, M_x и $\partial H_x / \partial z$ – соответственно намагниченность и градиент напряженности магнитного поля в месте расположения оснований МЖ-столбика, d – диаметр трубки, b – длина МЖ-столбика.

В условиях колебаний МЖ в трубке коэффициент статической пондеромоторной упругости, описываемый формулой (1), дополняется поправкой на вязкое трение жидкости о стенки трубки. Среднее по времени значение диссипации энергии в результате движения вязкой жидкости при колебаниях плоской стенки единичной площади приводится в [6]:

$$-\bar{E} = \frac{u_0^2}{2} \sqrt{\frac{\omega \eta \rho}{2}}, \quad (2)$$

где $u_0 = \omega \Delta z_0$ – колебательная скорость.

С учетом добавки на вязкое трение формула (1) принимает вид:

$$k_d = \mu_0 \frac{\pi d^2}{2} \left(M_x \frac{\partial H_x}{\partial z} \right)_{z=b/2} - \frac{\pi^2}{2\sqrt{2}} \cdot bd \sqrt{\omega^3 \eta \rho} \quad (3)$$

Следует отметить, что формула (2) в [6] получена для непрерывного процесса колебаний, а формула (12) получена нами для затухающих колебаний.

Динамический коэффициент пондеромоторной упругости может быть получен и из эксперимента по данным измерения частоты коле-

баний МЖ-столбика. Обозначив данный коэффициент упругости $k_{d\omega}$, запишем:

$$k_{d\omega} = \omega^2 \pi \rho b d^2 / 4 \quad (4)$$

В этом случае мы приближенно полагаем колебания столбика МЖ в трубке свободными и незатухающими колебаниями гармонического осциллятора.

С учетом (3) и (4) получим для значения намагниченности:

$$M_{x|z=b/2} = 2\pi^2 v^2 \rho b / \mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial z} \Big|_{z=b/2} + 2b \sqrt{\pi^5 v^3 \eta \rho} / \mu_0 d \frac{\partial H_x}{\partial z} \Big|_{z=b/2} \quad (5)$$

Значения M_x , рассчитываемые по формуле (5), назовем магнито-динамическими и обозначим M_{xd} , а соответственно получаемое значение намагниченности насыщения обозначим M_{sd} .

На рис. 2 и рис. 3 представлены экспериментальные данные по кривой намагничивания МЖ-1 и МЖ-2 в диапазоне напряженности 3 – 750 кА/м и расчетные данные, относящиеся к области сильных магнитных полей с напряженностью 200 – 900 кА/м. Причем расчетные данные получены с использованием экспериментальных результатов: по измерениям частоты колебаний МЖ-столбика ν ; данных измерения параметров магнитного поля в основании МЖ-столбика с координатой $z=57,5$ мм.

Магнито-динамическая намагниченность M_{xd} , получаемая на основе измерения частоты колебаний МЖ-столбика, рассчитывается по формуле (5). Эти данные показаны на рис. 2 черным квадратом. Экспериментальные результаты прямого измерения намагниченности (кривой намагничивания) исследуемых объектов нанесены ромбами.

Приведенные на рис.2 результаты, полученные методом «прямого» определения кривой намагничивания, и рассчитанные по данным динамического экспериментов для образцов МЖ-1 и МЖ-2 в области сильных магнитных полей, близких к магнитному насыщению, находятся в хорошем соответствии. На рис.3 путем линейной аппроксимации экспериментальной зависимости $M_{xd}(H^{-1})$ в окрестности $H^{-1} \approx 0$ и экстраполяции прямой до пересечения с осью ординат получено значение намагниченности насыщения M_{sd} .

Графическое представление результатов намагниченности на рис. 2 и рис. 3 показывает, что по мере приближения к состоянию магнитного насыщения значения магнито-динамической намагниченности M_{xd} исследуемых образцов сближаются и практически накладываются на прямые экспериментальные данные по намагниченности.

Соответствие между выводами теории и опытными данными свидетельствует о ее физической обоснованности. Вместе с тем, методика осуществления динамического эксперимента – измерение частоты

ты колебаний системы «столбик МЖ, подвешенный в сильном неоднородном магнитном поле», направленная на изучение степени постоянства упруго-магнитных параметров во времени, может быть полезной для изучения магнитофореза и процессов агрегирования магнитных наночастиц. Тем более, что формирование пондеромагнитной упругости, как было показано в [5], осуществляется за счет эффектов взаимодействия тонких слоев МЖ в основаниях МЖ-столбика с магнитным полем.

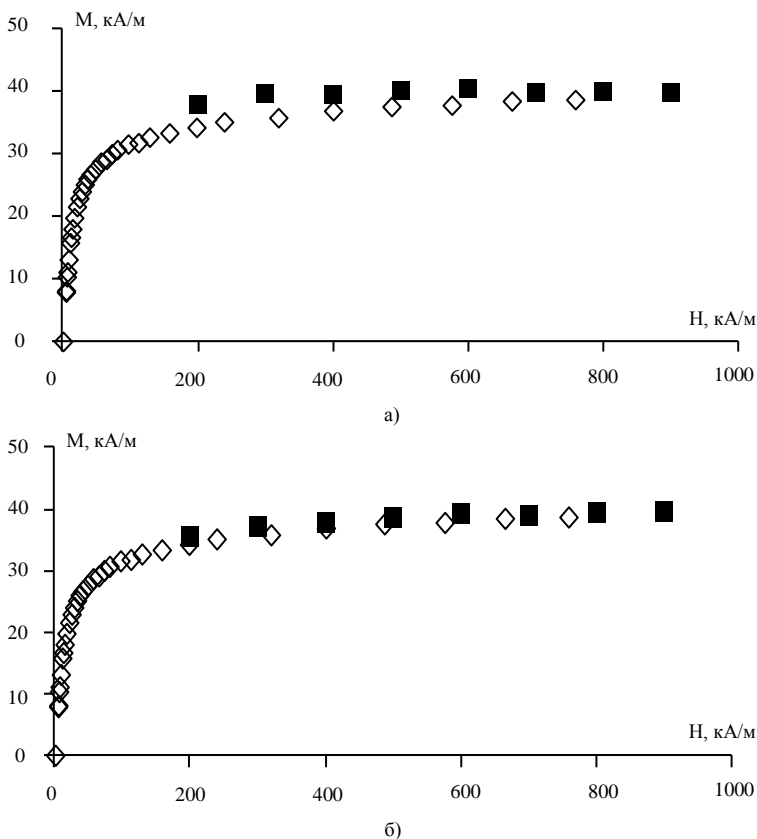


Рис.2. Кривые намагничивания МЖ-1 и МЖ-2

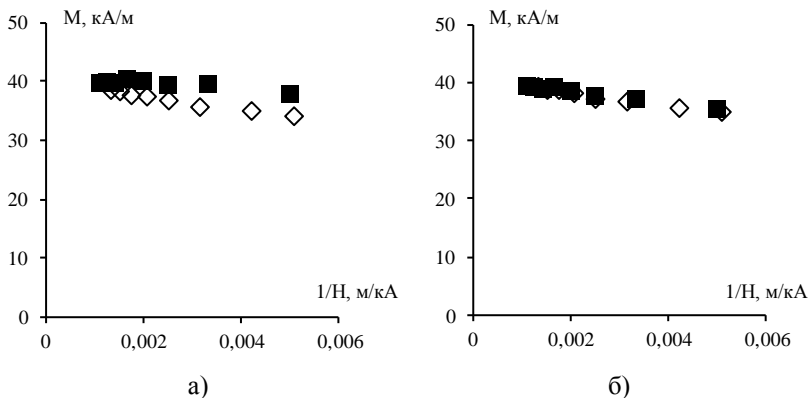


Рис. 3. Аппроксимация конечного участка кривой намагниченности, полученной по баллистическому методу (\diamond), и экспериментальной зависимости $M_{sd}(H^1)$ (\blacksquare): а) для образца МЖ-1 ; б) для образца МЖ-2

Полученные на основе метода комплексных измерений упруго-магнитных параметров МЖ в области магнитных полей высокой напряженности результаты, в частности, значение намагниченности насыщения, можно сравнивать со значениями, полученными на основе других стандартных методов [7-9]. Экспериментально установленные различия можно использовать для выявления физических механизмов, обуславливающих их.

Работа выполнена в рамках проектной части госзадания Министерства образования и науки РФ. Код проекта 3.1941.2014/К.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1 Stefan Odenbach, Thomas Rylewicz, Michael Heyen A rheometer dedicated for the investigation of viscoelastic effects in commercial magnetic fluids // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1999. V.201. P.198.
- 2 Loredana Mirela Pop, Stefan Odenbach, Albrecht Wiedenmann, Nina Matoussevitch, Helmut Bonnemann Microstructure and rheology of ferrofluids // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2005. V.289. P.303.
- 3 Yangyang Liang, Guang Xi, Zhongguo Sun Numerical Study of the Damped Oscillation of Liquid Column in U-Tube With Particle Method // Journal of Fluids Engineering. 2013. V. 135 № 1. P. 061202-1.
- 4 G.V. Karpova, A.N. Kutuev, P.A. Ryapolov, V.M. Polunin, E.K. Zubarev, V.V.Kovarda On the dissipation processes in the oscillating system with a magneto-liquid element // Magneto-hydrodynamics. 2009. V. 45. №. 1. P. 85.
- 5 V. M. Polunin, P. A. Ryapolov, V. B. Platonov, and A. E. Kuz'ko Free Oscillations of Magnetic Fluid in Strong Magnetic Field // Acoustical Physics. 2016. V. 62. № 3. P. 313.

-
- 6 Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Гидродинамика. - М.: Наука, 1988. Т. 6. 736 с.
 - 7 Rosensweig R.E. Ferrohydrodynamics // Cambridge Monographs on Mechanics and Applied Mathematics. - New-York, 1985. 344 p.
 - 8 Баштовой В.Г., Берковский Б.М., Вислович А.Н. Введение в термомеханику магнитных жидкостей. – М.: ИВТАН, 1985, 188 с.
 - 9 Polunin V. Acoustics of nanodispersed magnetic fluids. - London - New York: CRC Press, CISP, 2015. P. 472.

СТАТИКА СТОЛБА МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Полунин В.М.¹, Ряполов П.А.¹, Платонов В.Б.¹, Арефьев И.М.²

¹ Юго-Западный государственный университет (ЮЗГУ), г. Курск,
E-mail: polunin-vm1@yandex.ru

² Ивановский государственный энергетический университет (ИГЭУ),
г.Иваново

Аннотация: Рассматривается процесс возмущения столба магнитной жидкости при статистическом внешнем воздействии. Разработана экспериментальная установка, предложено теоретическое обоснование процессов упругой деформации столба МЖ. Экспериментально определены значения коэффициента пондеромоторной статической упругости. На основе эксперимента получено значение намагниченности в области сильных магнитных полей. Полученные данные согласуются с кривой намагниченности, полученной баллистическим методом.

Ключевые слова: магнитная жидкость, вязкость, коэффициент статической пондеромоторной упругости, гидростатическое давление, намагниченность насыщения.

STATIC OF THE MAGNETIC FLUID COLUMN IN THE STRONG MAGNETIC FIELDS

Polunin V.M.¹, Ryapolov P.A.¹, Platonov V.B.¹, Arefiev I.M.²

¹ South-West State University (SWSU), Kursk,

E mail: polunin-vm1@yandex.ru

² Ivanovo State Power University (ISPU), Ivanovo

Abstract: The process of magnetic perturbation of the liquid column in the statistical external influence. The experimental setup is developed, theoretical basis of the column elastic deformation processes MF is suggested. The values of the ponderomotive static elasticity coefficient experimentally determined. The value of the magnetization in the region of the strong magnetic fields obtained from the experiment. These findings are consistent with the magnetization curve obtained by the ballistic method.

Keywords: magnetic fluid, viscosity coefficient, static ponderomotive elasticity, hydrostatic pressure, saturation magnetization.

Физические свойства магнитных жидкостей (МЖ) определяются, главным образом, двумя факторами: их дисперсным составом и параметрами жидкостей-носителей [1-4]. Во многих распространённых инженерных системах на основе магнитных жидкостей, таких как, датчики, амортизаторы, уплотнения и прочее, используются линейные колебания столба МЖ в магнитном поле. В конструкции многих

устройств с использованием МЖ предусматривается воздействие на каплю магнитного коллоида неоднородного магнитного поля, т.е. пондеромоторной силы, проявляющейся при смещении капли из положения равновесия. Такого рода устройства представляют собой колебательную систему, в которой МЖ выполняет функцию инертно-вязкого элемента. Как в прикладном, так и в теоретическом отношении представляется целесообразным изучить роль магнитной вставки в демпфировании колебаний и выявить возможность управления этим процессом при помощи магнитного поля. Актуальной задачей, поставленной перед технологией синтеза магнитных коллоидов в настоящее время является организация управляемого процесса агрегации, при котором не нарушается целостность раствора, а сама система приобретает новые свойства и возможности применения. В свою очередь решение данной проблемы нуждается в разработке методики и создании специальных средств, предназначенных для контроля структурных перестроек в коллоидной системе под влиянием изменяющихся физических условий.

В связи с этим представляет интерес изучение упруго-магнитных параметров МЖ, удерживаемой пондеромоторными силами в горизонтально и вертикально расположенной трубке в сильном магнитном поле, в число которых входят: частота колебаний, кривая намагничивания, а также напряженность и градиент напряженности магнитного поля. Необходимо заметить также, что параметры, способные оказать влияние на физические механизмы статической упругости - сжимаемость, плотность, теплопроводность магнитных коллоидов, практически не зависят от напряженности магнитного поля и степени его неоднородности [5].

Блок-схема экспериментальной установки, предназначенной для измерения статического коэффициента пондеромоторной упругости за счет наложения на трубку с МЖ гидростатического давления, показана на рис. 1. Между полюсными наконечниками электромагнита ФЛ-1 размещена трубка 1, заполненная исследуемым образцом МЖ 2. При помощи держателя 3 фиксируется положение трубки. Один из концов трубки соединяется с U – образной трубкой 4, заполненной дистиллированной водой. Разность уровней воды в коленях U – образной трубки определяется с помощью катетометра.

В работе исследовались образцы магнитных жидкостей на основе высокодисперсного магнетита Fe_3O_4 , стабилизированного поверхностно-активным веществом – олеиновой кислотой. В образце МЖ-1 в качестве дисперсионной среды – жидкости-носителя – использовался авиационный керосин ТС-1, в образце МЖ-2 – ундекан. Объекты ис-

следования синтезированы в Проблемной научно-исследовательской лаборатории прикладной феррогидродинамики Ивановского государственного энергетического университета.

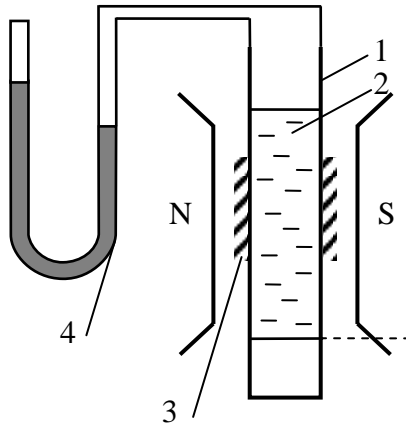


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки

Статическая упругость системы определяется пондеромоторными силами взаимодействия намагниченного вещества с неоднородным магнитным полем. Выражение для коэффициента пондеромоторной упругости k_p , получено в работе [5].

$$k_p = \mu_0 \frac{\pi d^2}{2} \left(M_x \frac{\partial H_x}{\partial z} \right)_{z=b/2}, \quad (1)$$

где μ_0 - магнитная постоянная, M_x и $\partial H_x / \partial z$ - соответственно намагниченность и градиент напряженности магнитного поля в месте расположения оснований МЖ-столбика, d - диаметр трубки, b - длина МЖ-столбика.

При наложении гидростатического давления на столбик МЖ за счет разности уровней воды в коленах U-образной трубки получен статический (гидростатический) коэффициент упругости k_s :

$$k_s = \pi d^2 \rho_w g \Delta h / 4 \Delta z \quad (3)$$

где ρ_w - плотность воды, Δh - разность уровней воды в коленах трубки, Δz - смещение центра тяжести столбика МЖ

Предполагая $k_s = k_p$, получим формулу для намагниченности МЖ:

$$M_{x|z=b/2} = \frac{\rho_w g \Delta h}{2\mu_0 \Delta z \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} \right)_{z=b/2}} . \quad (4)$$

Значения M_x , рассчитываемые по формуле (4), назовем магнито-статическими и обозначим M_{xS} , а соответствующее значение намагниченности насыщения обозначим M_{SS} .

Тенденция возрастания M_x такова, что при $H \rightarrow \infty$, $M_x \rightarrow M_S$. Стандартным способом путем линейной аппроксимации экспериментальной зависимости $M_x(H^{-1})$ в окрестности $H^{-1} \approx 0$ и экстраполяции прямой до пересечения с осью ординат можно получить значение намагниченности насыщения M_{SS} .

На рис. 2 представлены экспериментальные данные по кривой намагничивания МЖ-1 и МЖ-2 в диапазоне напряженности 3 – 750 кА/м и расчетные данные, относящиеся к области сильных магнитных полей с напряженностью 200 – 900 кА/м.

На рис. 3. представлена аппроксимация конечного участка кривой намагниченности. Для обоих рисунков 2 и 3 данные, полученные полученной по баллистическому методу обозначены \diamond , а данные полученные из гидростатического эксперимента Δ ; графики под литерой «а» получены для образца МЖ-1; под литерой «б» - для образца МЖ-2. Причем расчетные данные получены с использованием экспериментальных результатов: данных измерения параметров магнитного поля в основании МЖ-столбика с координатой $z=57,5$ мм и статических измерений разности уровней водяного столба в коленях U-образной трубки.

Значение магнито-статической намагниченности, получаемое по результатам статических измерений, вычисляется по формуле (4). Для получения M_x по результатам статических измерений этого используются массив экспериментальных данных по напряженности магнитного поля при различных значениях силы тока, подаваемого на обмотку ФЛ-1, а также отношение $\Delta h / \Delta z$. На рис. 2 значения M_x полученные из статического эксперимента показаны черным треугольником.

Приведенные на рис.2и рис.3 результаты, полученные методом «прямого» определения кривой намагничивания, и рассчитанные по данным статического эксперимента для образцов МЖ-1 и МЖ-2 в области сильных магнитных полей, близких к магнитному насыщению, находятся в хорошем соответствии. Причем, графическое представление результатов намагниченности на рис. 2 и рис. 3 показывает, что по мере приближения к состоянию магнитного насыщения значения магнито-статической намагниченности M_{xS} исследуемых образцов сбли-

жаются и практически накладываются на прямые экспериментальные данные по намагничению.

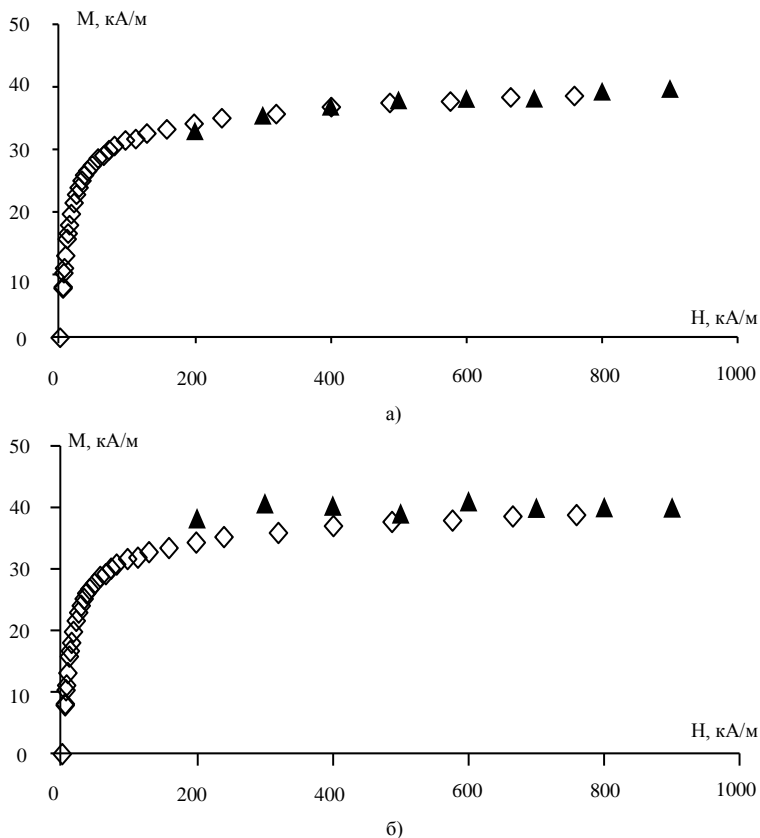


Рис.2. Кривые намагничивания МЖ-1 и МЖ-2

Соответствие между выводами теории и опытными данными, полученными по итогам комплексного эксперимента, свидетельствует о ее физической обоснованности. Полученные на основе метода комплексных измерений упруго-магнитных параметров МЖ в области магнитных полей высокой напряженности результаты, в частности, значение намагничения насыщения, можно сравнивать со значениями, полученными на основе других стандартных методов [6-8]. Экспериментально установленные различия можно использовать для выявления физических механизмов, обуславливающих их.

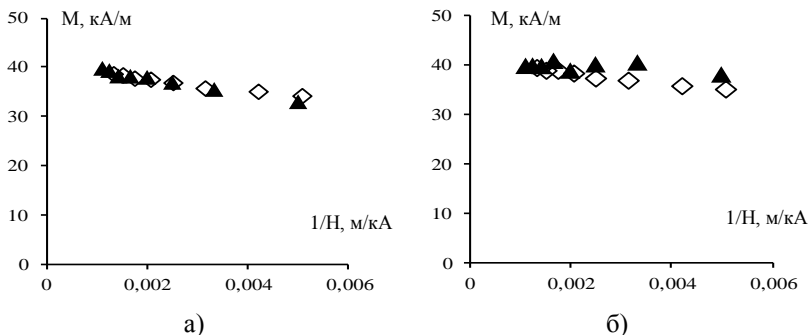


Рис. 3. Аппроксимация конечного участка кривой намагниченности

	$M_S, \text{кА/м}$	$M_{SS}, \text{кА/м}$	$k_p, \text{Н/м}$	$k_{s2}, \text{Н/м}$
МЖ-1	39,5	41,1	174	180
МЖ-2	40,3	40,9	177	178

Работа выполнена в рамках проектной части госзадания Министрства образования и науки РФ. Код проекта 3.1941.2014/К.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шлиомис М.И. Эффективная вязкость магнитных суспензий // ЖЭТФ. 1971. Т.61. Вып. 6. С. 2411-2418.
2. Блум Э.Я., Майоров М.М., Цеберс А.О. Магнитные жидкости. Рига: Зинатне, 1989. 386 с.
3. Налетова В.А., Шкель Ю.М. Исследование течения магнитной жидкости в трубе с учетом анизотропии жидкости в магнитном поле // Магнитная гидродинамика. 1987. № 4. С. 51-57.
4. G.V. Karpova, A.N. Kutuev, P.A. Ryapolov, V.M. Polunin, E.K. Zubarev, V.V.Kovarda On the dissipation processes in the oscillating system with a magneto-liquid element // Magneto-hydrodynamics. 2009. V. 45. № 1. P. 85.
5. V. M. Polunin, P. A. Ryapolov, V. B. Platonov, and A. E. Kuz'ko Free Oscillations of Magnetic Fluid in Strong Magnetic Field // Acoustical Physics. 2016. V. 62. № 3. P. 313.
6. Rosensweig R.E. Ferrohydrodynamics // Cambridge Monographs on Mechanics and Applied Mathematics. - New-York, 1985. 344 p.
7. Баштовой В.Г., Берковский Б.М., Вислович А.Н. Введение в термомеханику магнитных жидкостей. – М.: ИВТАН, 1985, 188 с.
8. Polunin V. Acoustics of nanodispersed magnetic fluids. - London - New York: CRC Press, CISP, 2015. P. 472.

**О ТЕХНОЛОГИИ ПОЛУЧЕНИЯ МАГНЕТИТА
ДЛЯ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ
ГАЛЬВАНОШЛАМОВ**

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

Ярославский государственный технический университет,
150023, Ярославская область, г. Ярославль, Московский пр-т., д. 88.

Факс: (4852)44-68-13; E-mail: kalaevasz@ystu.ru

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

**TECHNOLOGY FOR PRODUCING MAGNETITE MAGNETIC
FLUIDS USING GALVANOSHLAMOV**

**Makarov V.M * Shipilin A.M Kalaeva S.Z,
Zakharova I.N, Chesnokov A.A Andrianov, A.V**

Yaroslavl State Technical University,
150023, Yaroslavl region, Yaroslavl, Moscow ave., D. 88.

Fax: (4852) 44-68-13; E-mail: kalaevasz@ystu.ru

* Moscow State University im.M.V. Lomonosov Moscow State University,
119899, Moscow, Vorobyovy Gory.



МАКАРОВ Владимир Михайлович окончил Ярославский технологический институт в 1961 году. В 2001 году защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора технических наук по теме: «Комплексная утилизация осадков сточных вод гальванических производств (гальваношламов)». Имеет более 370 научных публикаций. Является профессором кафедры «Охрана труда и природы» ЯГТУ, академиком Российской экологической академии. Основные научные интересы лежат в области утилизации отходов производства и потребления.



ШИПИЛИН Анатолий Михайлович окончил физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова в 1975 году. В 1978 году там же окончил аспирантуру. Доктор физико-математических наук, профессор. Имеет более 150 научных публикаций, 8 авторских свидетельств на изобретения. В настоящее время преподает на физическом факультете МГУ им. М.В. Ломоносова.



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



КАЛАЕВА Сахиба Зиядиновна окончила Ярославский государственный технический университет в 1998 году. В 2003 году защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме: «Утилизация железосодержащих отходов для получения магнитных жидкостей». Имеет более 160 научных публикаций, 19 патентов РФ. В настоящее время является заведующей кафедрой «Охрана труда и природы» ЯГТУ.



ЧЕСНОКОВА Александра Алексеевна 2011 окончила ЯГТУ по специальности «Стандартизация и сертификация», в 2013 окончила магистратуру ЯГТУ по направлению «Материаловедение и технология материалов». В настоящее время является аспирантом ЯГТУ.



АНДРИЯНОВА Алена Валерьевна, окончила ЯГТУ в 2015 году. Имеет 5 публикаций. В настоящее время является магистрантом 1-го курса ЯГТУ.

Использование магнитных жидкостей (МЖ) в целом ряде технических устройств остается перспективной областью инженерных разработок. Совершенствование технологии получения МЖ идет по различным направлениям. Важно заметить, что расширение сферы применения магнитных жидкостей становится возможным благодаря значительному удешевлению МЖ, полученной с использованием железосодержащих отходов производства, в частности, гальваношламов [1-3]. При этом, для получения высокодисперсного магнетита – Fe_3O_4 , определяющего намагниченность насыщения МЖ, необходимо использование как гальваношлама, содержащего железо в трехвалентной форме, так и второго компонента с двухвалентным железом [4]. Учитывая тот факт, что при температурном воздействии в гальваношламе происходят фазовые переходы [5], в данном исследовании мы ставили задачу получения магнетита из одного гальваношлама без использования второго компонента, с проведением контроля образования Fe_3O_4 по-

средством рентгеноструктурного анализа при постепенном повышении температуры.

Для исследования был использован гальваношлам, обезвоженный и высушенный до постоянной массы при 20 °С, состав которого приведен в табл. 1. Анализ выполнен на приборе ЕДХ-800 Shimadzu методом рентгенофлуоресцентной энергодисперсионной спектроскопии (расчет по фундаментальным параметрам, погрешность 20-30%). Гальваношлам получен в результате очистки промывных сточных вод гальваники, содержащих шестивалентный хром и другие ионы тяжелых металлов, электрохимическим (электрокоагуляционным) способом. В результате растворения анода из СтЗ и перехода в раствор двухвалентного железа в процессе очистки происходит восстановление шестивалентного хрома. При выделении на катоде водорода идет защелачивание водной среды. Обогащение гидроксильными ионами переводит все тяжелые металлы в осадки-гидроксиды - гальваношламы. В этих осадках всегда доминируют гидроксиды трехвалентного железа, а остальные тяжелые металлы присутствуют в меньших количествах. В исследованном гальваношламе среди последних преобладает гидроксид хрома. Такое преобладание характерно для осадков, получаемых в результате очистки сточных вод после широко применяемой операции хромирования.

Таблица 1.

Состав исследованного гальваношлама

Элементы	Fe	P	Cr	Ca	Cd	Zn	Sn	Mg
Результат, %	58,28	11,87	6,22	5,75	4,65	4,53	2,08	1,50
Элементы	<i>Si</i>	<i>Ni</i>	<i>Cu</i>	<i>S</i>	<i>Pb</i>	<i>Mn</i>	<i>K</i>	<i>Sr</i>
Результат, %	1,48	1,23	1,01	0,47	0,44	0,38	0,08	0,03

Образец гальваношлама был подвергнут терморентгенографическим исследованиям при температурах 20, 50, 80, 105, 200, 300, 400, 500, 700 и 900°С с помощью исследовательского комплекса на базе дифрактометра Rigaku «Ultima IV» с термоприставками. Рентгеновские спектры приведены на рис. 1. Видно, что при температурах 20, 50, 80°С гальваношлам рентгеноаморфен. По-видимому, в нем преобладают частицы размером менее 3-5 нм.

При температуре 105°С начинает увеличиваться концентрация кристаллических структур. Этот процесс значительно интенсифицируется с увеличением температуры прокаливания, судя по появлению многочисленных рентгеновских отражений. При 105°С дифрактограмма фиксирует появление маггемита $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ (32.4°) и образец приобретает свойства магнито-мягкого материала. О появлении в образце магнитоупорядоченных соединений свидетельствует также намагниченность

насыщения (рисунок 2), которую определяли на вибрационном магнитометре.

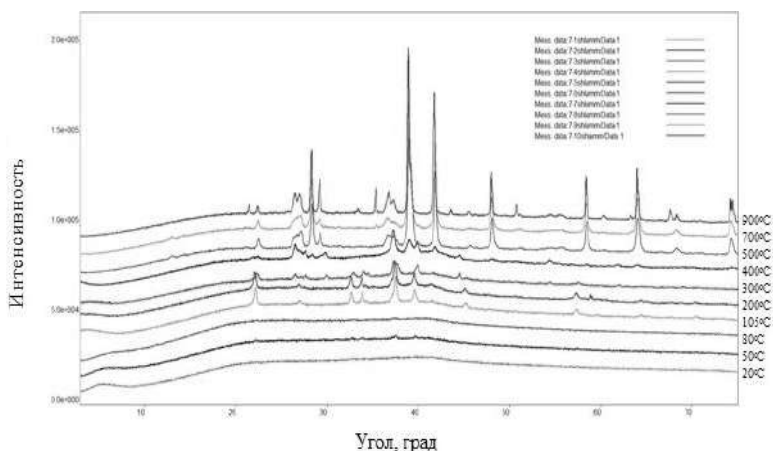


Рис. 1. Дифрактограммы образцов гальваношлама, при различных температурах нагрева

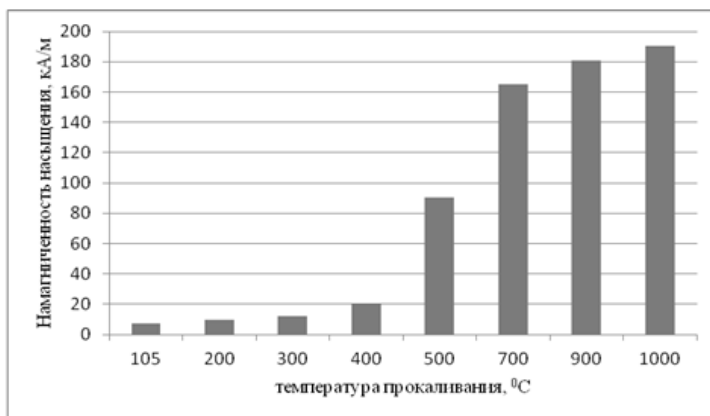


Рис. 2. Зависимость намагниченности насыщения термообработанного гальваношлама от температуры прокаливания

При 300°C появляется рентгеновское отражение, характерное для гематита $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ (38,71°). При 400°C дифрактограмма фиксирует появление магнетита (41,656 °) и гематита (28,31°). При 500°C интенсивность отражений, характеризующих гематит и магнетит, резко возрастает (47,96°; 58,24°; 63,72°; 74,80°). Следует отметить, что, начиная с

41,636° рентгеновское отражение не разделяет присутствующие соединения Fe_3O_4 , $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ и $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$. Увеличение содержания Fe_3O_4 и $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ в этой смеси может объяснить рост величины намагниченности насыщения с ростом температуры нагревания (рис. 2). На образование при этом все большего количества магнетита указывает увеличение содержания в прокаленном образце двухвалентного железа (рис. 3), определенного химическим методом.

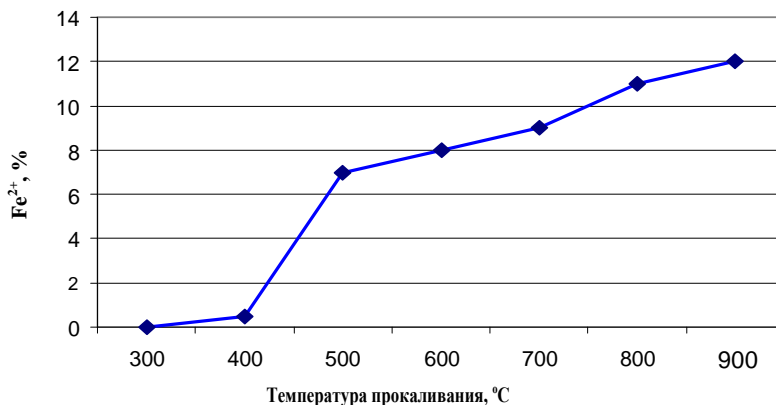


Рис. 3. Влияние температуры прокаливания на рост содержания двухвалентного железа в прокаленном гальваношламе

Появление двухвалентного железа, а, значит, и возможность образования магнетита можно объяснить протеканием окислительно-восстановительных процессов, связанных с присутствием и окислением оксида Cr^{3+} и появлением соединений Cr^{6+} . Последнее подтверждается наличием и ростом содержания Cr^{6+} в водорастворимых соединениях с увеличением температуры прокаливания (рис. 4).

Таким образом, в результате температурного воздействия на гальваношлам, содержащий соединения трехвалентного хрома в виде гидроксидов и оксидов, становится возможным получение магнетита, пригодного для синтеза магнитных жидкостей, использующихся, в частности, для удаления нефтепродуктов с поверхности воды [6].

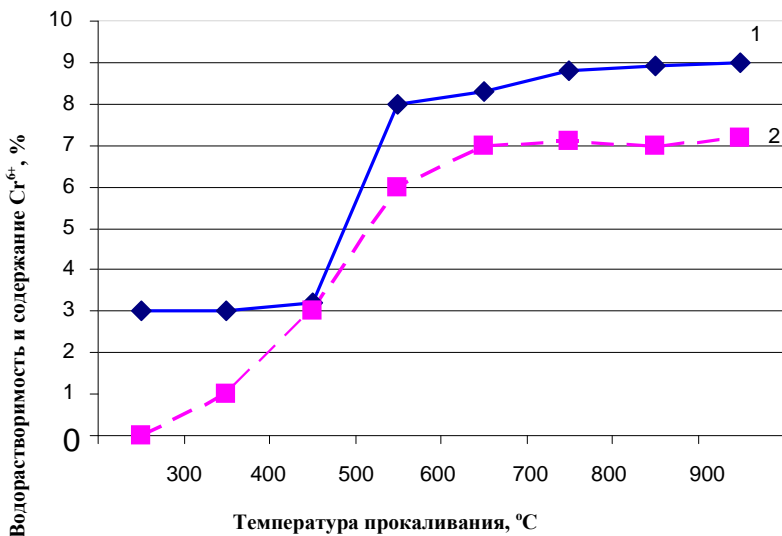


Рис. 4. Влияние температуры прокаливания: 1) содержание водорастворимых соединений; 2) содержание шестивалентного хрома.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Калаева С.З. Магнитные жидкости из железосодержащих отходов / С.З.Калаева, В.М.Макаров, А.М.Шипилин // Вторичные ресурсы. – 2002. - №5. – С. 28-30.
2. Амортизатор с управляемыми демпфирующими свойствами // И.А.Яманин, С.З.Калаева, А.И.Яманин, Е.К.Чабуткин, А.В.Жаров // международная конференция «Двигатель-2010, посвященная 180-летию МГТУ им. Н.Э.Баумана, 16 ноября 2010 г.: сб. науч. тр. - М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э.Баумана, 2010. – С. 136-139.
3. Пат. 2307856 РФ. Способ получения магнитной жидкости / С.З.Калаева, В.М.Макаров, А.М.Шипилин, И.Н.Захарова, А.Г.Ерехинская, В.Н.Бегунов, Н.Н.Воронина, А.С.Клемина.-Оубл. 10.10.2007, Бюл. №28.
4. Калаева С.З. О возможности использования гальванопокрытий при изготовлении магнитных жидкостей / С.З.Калаева, В.М.Макаров, А.М.Шипилин. // Известия ВУЗов. Сер. «Химия и хим. Технология».-2002. – Т.45, вып.7. – С.66-67.
5. Мёссбауэровские исследования магнитных жидкостей / С.З.Калаева, М.А.Шипилин, В.М.Макаров, А.Г.Ерехинская, С.В.Васильев, И.Н.Захарова, В.С.Русаков, А.М.Шипилин // 13-я Международная Плесская конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям (Плес, 9-12 сентября 2008г.): сб. науч.тр. – С. 57-61.
6. Магнитные жидкости для поддержания чистоты поверхностных водоемов / С.З.Калаева, Н.А.Морозов, Ю.И.Страдомский, В.М.Макаров, А.М.Шипилин, И.Н.Захарова // Известия ВУЗов. Сер. «Химия и хим.технология» / ИГХТУ. – 2006. – Т.49, вып.3. – С.91-93.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ РОТАЦИОННОГО ЭФФЕКТА В МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ APG 2135

Стороженко А.М., Шабанова И.А., Платонов В.Б.
ФГБОУ ВПО «Юго-западный государственный университет»
г. Курск, Российская Федерация, E-mail: storozhenko_s@mail.ru

Аннотация: В работе проводится экспериментальное изучение поведения нанодисперсной магнитной жидкости, залитой в сферическую капсулу и помещенной во вращающееся магнитное поле. Наблюдаемые особенности ротационного эффекта объясняются с точки зрения агрегирования магнитных наночастиц в растворах с различной концентрацией магнитной фазы.

Ключевые слова: магнитная жидкость, ротационный эффект, вращающееся магнитное поле, торсионный маятник, концентрация, агрегаты

EXPERIMENTAL RESEARCH OF THE ROTATIONAL EFFECT IN MAGNETIC FLUID APG 2135

Storozhenko A.M., Shabanova I.A., Platonov V.B.
Southwest State University, Kursk, Russian Federation,
E-mail:storozhenko_s@mail.ru

Abstract: Using special experimental setup we studied the behavior of nanodispersed magnetic fluid filling spherical container, which is placed in rotating magnetic field. We explain the observed features of the rotational effect by the process of aggregation of magnetic nanoparticles in systems with different concentration of magnetic phase.

Key words: magnetic fluid, rotational effect, rotating magnetic field, torsion pendulum, concentration, aggregates.



СТОРОЖЕНКО Анастасия Михайловна в 2008 году окончила Курский государственный технический университет, в 2011 году защитила ученую степень кандидата физико-математических наук. В настоящее время является доцентом кафедры нанотехнологий и инженерной физики ЮЗГУ. Имеет около 100 научных и научно-методических публикаций, является руководителем 4 международных научных проектов.



ШАБАНОВА Ирина Александровна окончила Курский государственный университет. В 2012 году защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. В настоящее время доцент кафедры нанотехнологий и инженерной физики ЮЗГУ. Имеет около 80 научных и методических публикаций, в том числе 9 патентов РФ, является руководителем 2 грантов.



ПЛАТОНОВ Вадим Борисович окончил магистратуру Юго-Западного государственного университета по направлению подготовки «Нанотехнологии и микросистемная техника». В настоящее время обучается в аспирантуре по специальности «Физика конденсированного состояния». Имеет 15 научных публикаций.

Динамика вращения магнитной жидкости (МЖ) под действием внешних магнитных полей традиционно привлекает внимание многих исследователей. Среди причин можно назвать возможное применение наблюдаемых явлений в магнитомеханических и магнитооптических устройствах, а также фундаментальный интерес к механизмам структурирования жидкости во внешнем поле. Эффект увлечения нанодисперсной магнитной жидкости вращающимся магнитным полем носит название ротационного [1]. Изучению поведения магнитной жидкости в переменном магнитном поле посвящено множество работ [2-31]. Предыдущие эксперименты имели целью обнаружение и качественное объяснение эффекта отрицательной вязкости [4], где вращение магнитных наночастиц совместно с возникающими микрозавихренностями в поле течений снижают эффективную вязкость образца. Эксперименты по определению вращательного момента ограниченного объема магнитной жидкости проводились в различных геометриях: цилиндрических образцах [7-13], сферических контейнерах [14, 15] и деформируемых каплях [16,17]. Тем не менее, интерпретация этих экспериментальных результатов до настоящего времени не завершена и требует обсуждения [18, 19]. Значительный прогресс в теоретических исследованиях, касающихся течения магнитной жидкости во вращающемся магнитном поле, был достигнут в [20-29]. Применение наблюдаемого явления для направленного «перекачивания» магнитной жидкости предлагается в [30]. Обзор ранее опубликованных работ по тематике представлен в [31]. Первая модель, описывающая течение МЖ под действием внешнего вращающегося магнитного поля, создана в 1967 году, когда Московиц и Розенцвейг интерпретировали эксперимент, осуществленный с магнитной жидкостью, помещенной в цилиндрический контейнер. В настоящей работе представлены результаты исследования величины ротационного эффекта в зависимости от концентрации магнитной фазы образцов и вязкости жидкости-носителя.

Исследования проведены на образцах МЖ, представляющих собой магнитные коллоиды, дисперсной фазой в которых служит магнетит Fe_3O_4 и дисперсионной средой - синтетическое углеводородное масло. Образцы изготовлены на специализированном предприятии Ferrotec Corporation (Япония). В работе использован образец магнитной жидкости APG 2135, характеристики которого представлены в таблице.

Параметры образца APG 2135

Теплопроводность, мВт/К·м	150
Коэффициент теплового расширения, К ⁻¹	$7,5 \cdot 10^{-4}$
Намагниченность насыщения, мТл	22
Динамическая вязкость, мПа·с	1500
Плотность, кг/м ³	1070

На основе магнитной жидкости APG 2135 путем разбавления ее дуразином (плотность 830 кг/м³, кинематическая вязкость 46 мм²/с) был получен концентрационный ряд образцов, в котором объемная доля APG 2135 составляет 60 %, 70 %, 80 %, 90 %, 100 % (неразбавленная МЖ APG 2135).

Функциональная схема экспериментальной установки, используемой для исследования поведения сферы с нанодисперсной магнитной жидкостью во вращающемся магнитном поле, подробно описана в работах [32, 33], а также представлена на рис. 1.

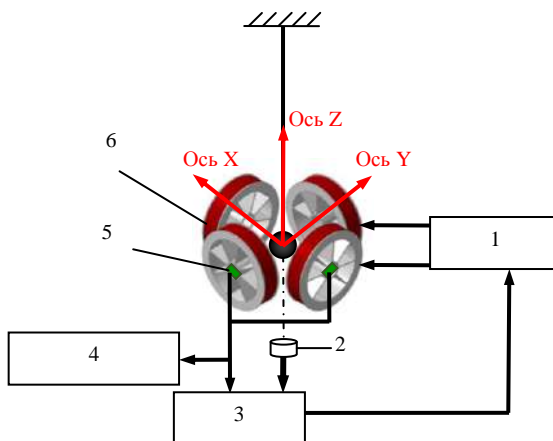


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки

1 – усилитель, 2 – видеочамера, 3 – компьютер, 4 – осциллограф, 5 – два датчика Холла, 6 – четыре катушки индуктивности

Сферическая капсула диаметром 2 см, заполненная образцом магнитной жидкости, подвешивается на стеклянной нити длиной ~1 м. Катушки Гельмгольца диаметром 6 см создают вращающееся магнитное поле, питаются от генератора через двухканальный усилитель со сдвигом фаз между сигналами 90°. Датчики Холла и цифровой осцил-

логаф обеспечивают контроль параметров магнитного поля. Угол поворота капсулы с магнитной жидкостью фиксируется расположенной снизу видеокамерой, информация с которой поступает непосредственно на компьютер для дальнейшей обработки.

Под действием вращающегося магнитного поля магнитные наночастицы начинают вращаться, увлекая за собой близлежащие слои жидкости-носителя (броуновский механизм намагничивания), что приводит к тому, что весь образец, заключенный в капсулу, приобретает макроскопический вращательный момент, который может быть количественно рассчитан посредством заранее определенных упругих параметров нити (калибровка по вращательной упругости).

Для магнитной жидкости APG 2135 и ее разбавленных производных были получены зависимости величины удельного момента сил сферы, заполненной образцом, от индукции и частоты вращения внешнего магнитного поля в диапазоне от 0 до 3 мТл и с частотой вращения от 2 до 350 Гц. Под удельным моментом сил в данном случае, по аналогии с [1], понимается вращательный момент единицы объема магнитной жидкости в сфере.

На рис. 2 показаны полученные для различных концентраций магнитной жидкости APG 2135 зависимости удельного момента сил, действующих на сферу с магнитной жидкостью, от частоты вращения магнитного поля.

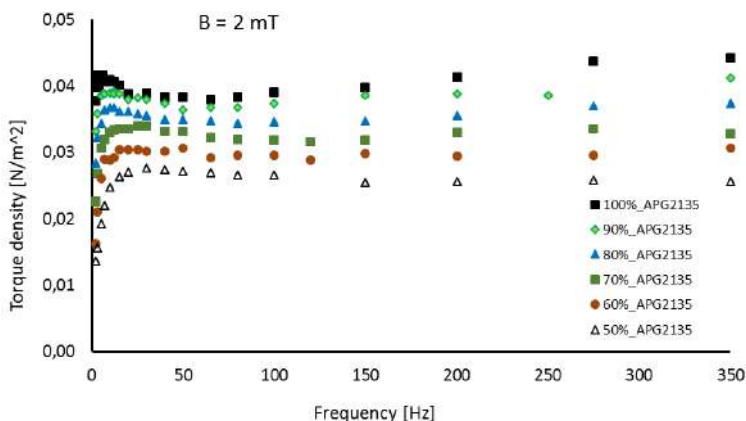


Рис. 2. Экспериментальные данные по частотной зависимости ротационного эффекта

Как можно судить из представленных данных, зависимость ротационного эффекта от частоты магнитного поля является немонотонной и значительно зависит от концентрации исследуемого образца. Тем не

мене, в целом наблюдается общая тенденция к смещению максимума вращательного момента в сторону более низких частот с ростом концентрации магнитной фазы.

А.О. Цеберс в работах [35, 36], рассматривая магнитную жидкость как идеальный многокомпонентный газ, исследовал ассоциации частиц и возможность образования нитевидных агрегатов в магнитном поле. В частности, им показано, что с увеличением концентрации твердой фазы среднее число частиц в агрегате возрастает.

Другими авторами было показано, что образование агрегатов начинается с небольших образований из крупных частиц, которые присутствуют в МЖ даже при отсутствии магнитного поля. В магнитном поле сильное взаимодействие агрегатов приводит к их слиянию и образованию агрегатов веревочного типа. Д. Крюгером и Р.Петерсоном отмечено, что для понимания процессов агрегирования необходимы экспериментальные исследования характерных времен агрегирования и влияния сдвиговых усилий на агрегаты [37]. Отметим, что результаты исследований в этом направлении могли бы быть также полезными в связи с применением МЖ в магнитожидкостных уплотнениях, где МЖ подвергаются воздействию сильных магнитных полей и сдвиговой деформации.

Большое внимание исследованию агрегирования магнитных жидкостей уделено в работах Чеканова В.В. и других [38-40]. В работе [38] отмечена возможность образования в МЖ на основе керосина агрегатов двух типов: каплеподобных, изменяющих свою форму при наложении поля, и квазитвердых, которые в некоторых случаях при выключении поля остаются намагниченными.

Экспериментальные данные, полученные в данной работе, также могут быть объяснены с точки зрения агрегирования магнитных наночастиц в магнитном поле.

При высокой концентрации магнитной фазы (неразбавленный образец) в магнитном поле с низкой частотой вращения образуются очень крупные агрегаты частиц, причем их количество невелико. Время релаксации таких агрегатов значительно больше времени релаксации одиночных частиц, поэтому такие агрегаты нестабильны и быстро разрушаются при увеличении частоты магнитного поля. В экспериментальной зависимости момента сил, действующих на образец магнитной жидкости, имеет место резкий спад, объясняемый указанным процессом, и затем увеличение сигнала, показывающее ориентацию по полю отдельных частиц и небольших кластеров.

При уменьшении концентрации также предполагается процесс образования агрегатов и кластеров, но они уже не так велики, как в

предыдущем случае. Их разрушение происходит в магнитных полях с большей частотой, а их вклад в общую величину ротационного эффекта меньше по сравнению с неразбавленным образцом.

Кроме указанных процессов агрегирования, на величину ротационного эффекта также влияет снижение вязкости и уменьшение магнитных свойств системы при разбавлении ее маловязкой и немагнитной жидкостью-разбавителем (дуразином). Оба этих параметра также снижают способность образца следовать изменению внешнего магнитного поля.

Научно-исследовательская работа выполнялась в рамках совместного проекта РФФИ (номер проекта №16-52-12035/16) и DFG (Topical Program SPP 1681, Project STA 425/36). Часть исследований выполнено по госзаданию Министерства образования и науки РФ (код проекта 3.1941.2014/К).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. F. Pshenichnikov, I. A. V. Lebedev, and M. I. Shliomis, On the rotational effect in non-uniform magnetic fluids, *Magneto-hydrodynamics*, 36, 275-281 (2000).
2. R. Moskowitz and R. E. Rosensweig, Nonmechanical torque-driven flow of a ferromagnetic fluid by an electromagnetic field, *Appl. Phys. Lett.* 11, 301 (1967).
3. A. O. Tsebers, Action of a rotating magnetic field on a ferroliquid, *Magneto-hydro-dynamics*, 10, 371-374 (1974).
4. J.-C. Bacri, R. Perzynski, M. I. Shliomis, G. I. Burde, "Negative-Viscosity" Effect in a Magnetic Fluid, *Phys. Rev. Lett.* 75, 2128 (2000).
5. R.E. Rosensweig, J. Popplewell, and R.J. Johnston, Magnetic fluid motion in a rotating field, *J. Magn. Magn. Materials* 85, 171 (1990).
6. A. Chaves, C. Rinaldi, S. Elborai, X. He, and M. Zahn, Bulk Flow in Ferrofluids in a Uniform Rotating Magnetic Field, *Phys. Rev.Lett.* 96, 194501 (2006).
7. A. Chaves, M.Zahn, and C. Rinaldi, Spin-up flow of ferrofluids: Asymptotic theory and experimental Measurements, *Phys. Fluids* 20, 053102 (2008).
8. A. Chaves, F. Gutman, and C. Rinaldi, Torque and Bulk Flow of Ferrofluid in an Annular Gap Subjected to a Rotating Magnetic Field, *Trans. ASME* 129, 412 (2013).
9. C. Rinaldi, F. Gutman, X. He, A. D. Rosenthal, and M. Zahn, Torque measurements on ferrofluid cylinders in rotating magnetic fields, *J. Magn. Magn. Materials*, 289 307 (2005).
10. C. Rinaldi, Magnetic fluid rheology and flows, *Current Opinion Coll. Interf. Sci.* 10, 141 (2005)
11. A. D. Rosenthal, C. Rinaldi, T. Franklin, and M. Zahn, Torque Measurements in Spin-Up Flow of Ferro-fluids, *Transactions of the ASME*, 126, 198 (2004)
12. S. Rhodes et al., Magnetic fluid behavior in uniform DC, AC, and rotating magnetic fields, *J. Electrostatics* 64, 513 (2006)
13. J. P. Embs, S. May, C. Wagner, A. V. Kityk, A. Leschhorn, M. Lücke, Measuring the transverse magnetization of rotating ferrofluids, *Phys. Rev. E*, 73, 036302 (2006).
14. I. Torres-Diaz, C. Rinaldi, S. Khushrushahi, and M. Zahn, Observations of ferrofluid flow under a uniform rotating magnetic field in a spherical cavity, *J. Appl. Phys.* 111, 07B313 (2012)
15. I. Torres-Diaz and C. Rinaldi, Ferrofluid flow in a spherical cavity under an imposed uniform rotating magnetic field: Spherical spin-up flow, *Phys. Fluids* 24, 082002 (2012)
16. Yu. I. Dikanskii, O. V. Borisenko, and M. A. Bedzhanyan, Peculiarities of Motion of a Ferrofluid Drop in a Rotating Magnetic Field, *Technical Physics* 58, 475 (2013)
17. V. Sterr, R. Krauß, K. I. Morozov, I. Rehberg, A. Engel, and R. Richter, Rolling ferrofluid drop on the surface of a liquid, *New Journal of Physics* 10, 063029 (2008)
18. A. Engel and P. Reimann Thermal ratchet effects in ferrofluids, *Phys. Rev. E* 70, 051107 (2004). M. I. Shliomis, Comment on "Ferrofluids as thermal ratchets", *Phys. Rev. Lett.* 92, 188901 (2004). A. Engel, and P. Reimann, Comment on "Ferrofluids as thermal ratchets" – Reply, *Phys. Rev. Lett.* 92, 188902 (2004).

-
19. H. C. Weng, C.-K. Chen, Comment on "Measuring the transverse magnetization of rotating ferrofluids", *Phys. Rev. E* 78, 068301 (2008). J. P. Embs, A. Leschhorn, M. Lücke, Reply to "Comment on 'Measuring the transverse magnetization of rotating ferrofluids'", *Phys. Rev. E* 78, 068302 (2008)
 20. H.-W. Müller, M. Liu, Structure of ferrofluid dynamics, *Phys. Rev. E* 64, 061405 (2001)
 21. B. U. Felderhof, V. V. Sokolov, P. A. Eminov, Ferrofluid dynamics, magnetic relaxation, and irreversible thermodynamics, *J. Chem. Phys.* 132, 184907
 22. A. Leschhorn, M. Lücke, C. Hoffmann, and S. Altmeyer, Stability of the circular Couette flow of a ferrofluid in an axial magnetic field: Influence of polydispersity *Phys. Rev. E* 79, 036308 (2009)
 23. J. H. Sánchez and C. Rinaldi, Magnetoviscosity of dilute magnetic fluids in oscillating and rotating magnetic fields, *Phys. Fluids* 22, 043304 (2010).
 24. D. Soto-Aquino, D. Rosso, C. Rinaldi, Oscillatory shear response of dilute ferrofluids: Predictions from rotational Brownian dynamics simulations and ferrohydrodynamics modeling, *Phys. Rev. E* 84, 056306 (2010)
 25. B.U. Felderhof, Magnetoviscosity and relaxation in ferrofluids, *Phys. Rev. E* 62, 3848 (2000); M.I. Shliomis, Comment, *Phys. Rev. E.* 64, 063501 (2001); B. U. Felderhof, Reply, *Phys. Rev. E.* 64, 063502 (2001).
 26. B. U. Felderhof, Entrainment by a rotating magnetic field of a ferrofluid contained in a sphere. *Phys. Rev. E* 84, 046313 (2011)
 27. S. Altmeyer, Y. Do, and J. M. Lopez, Influence of an inhomogeneous internal magnetic field on the flow dynamics of a ferrofluid between differentially rotating cylinders, *Phys. Rev. E* 85, 066314 (2012)
 28. S. Altmeyer, A. Leschhorn, Ch. Hoffmann, and M. Lücke, Elongational flow effects on the vortex growth out of Couette flow in ferrofluids, *Phys. Rev. E* 87, 053010 (2013)
 29. S. Altmeyer, Y. Do, and J. M. Lopez, Effect of elongational flow on ferrofluids under a magnetic field, *Phys. Rev. E* 88, 013003 (2013)
 30. M. Zahn, D. R. Greer, Ferrohydrodynamic pumping in spatially uniform sinusoidally time-varying magnetic fields, *J. Magn. Magn. Materials* 149, 165 (1995)
 31. C. Holm, J.-J. Weis, The structure of ferrofluids: A status report, *Current Opinion in Colloid & Interface Science* 10, 133 (2005)
 32. John T. and Stannarius R. Experimental investigation of a Brownian ratchet effect in ferrofluids, *Phys. Rev. E* 80, 050104 (R) (2009).
 33. Storozhenko A.M., Stannarius R., Experimental Setup for Measurement of the Torque on Ferrofluid Samples in Rotating Magnetic Field, *Russian Conf. on Magneto-Hydro-dynamics. Book of Abstracts, Perm*, 106 (2015).
 34. Pshenichnikov A. F., Lebedev A. V. Action of a rotating magnetic field on a dielectric cylinder immersed in a magnetic fluid, *J. Appl. Mech. Techn. Phys.* 37, 305-310 (1996).
 35. Tsebers, A.O., Formation and properties of large conglomerates of magnetic particles, *Magneto-hydrodynamics*, 19, 231-238 (1983)
 36. Цеберс А.О. К вопросу о причинах образования микрокапельных агрегатов в коллоидных системах ферромагнетиков // *Магнитная гидродинамика*, 3, 143-145 (1987).
 37. Peterson, E. A., Krueger, D. A., Reversible, field induced agglomeration in magnetic colloids. *J. Colloid Interf. Sci.* 62, 24-34 (1977).
 38. Чеканов В.В., Физические свойства магнитной жидкости. Свердловск, 42-49 (1983).
 39. Blums E. *Magnetic Fluids*. Walter de Gruyter, New York, 311 (1997).
 40. Rinaldi C. Magnetic fluid rheology and flows// *Current Opinion in Colloid & Interface Science* 10, 513-519 (2005).

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДВИЖЕНИЯ НЕМАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ В РАБОЧЕМ ЗАЗОРЕ ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО МАГНИТОЖИДКОСТНОГО СЕПАРАТОРА

Кзаков Ю.Б., Страдомский Ю.И., Филиппов В.А.

ФГБОУВО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина», г. Иваново, Российская Федерация,
E-mail: elmash@em.ispu.ru¹

Аннотация: Магнитожидкостные сепараторы (МЖС) позволяют с высокой точностью разделять немагнитные материалы по плотности [1, 2, 3]. Они применяются для разделения цветных металлов, повышения степени извлечения золота из породы и других целей. Для повышения работы МЖС необходимо знать характер движения частиц в магнитной жидкости (МЖ) и влияние различных параметров системы на этот процесс. Была разработана математическая модель процесса движения немагнитной частицы в рабочем зазоре МЖС со следующими допущениями: МЖ имеет постоянную динамическую вязкость; величина градиента напряженности магнитного поля в зазоре МЖС постоянна; частица сферическая и её присутствие не влияет на магнитное поле. Уравнение движения частицы получено на основании второго закона Ньютона с учетом действующих на частицу сил тяжести, Архимеда, магнитной силы со стороны МЖ и вязкостной силы Стокса.

Ключевые слова: магнитная жидкость, магнитожидкостный сепаратор, характеристика намагничивания, движение частиц, расчетный анализ.

MATHEMATICAL MODEL OF NON-MAGNETIC PARTICLES MOTION IN THE GAP OF HYDROSTATIC MAGNETIC FLUID SEPARATOR

Kazakov Yu.B.¹, Stradomsky Yu.I., Filippov V.A.

Ivanovo State Power Engineering University, Ivanovo, Russian Federation,
E-mail: elmash@em.ispu.ru¹

Abstract: Mathematical model of the process of non-magnetic particles movement in the working gap of MFS with the following assumptions was developed: the magnetic fluid has a constant dynamic viscosity; the magnitude of the gradient of the magnetic field in the gap of MFS is constant; the particle is spherical and its presence does not affect the magnetic field. The equation of motion of the particle obtained on the basis of the second law of Newton. A particle is affected by a gravity force, the Archimedes force, the magnetic force from the magnetic fluid and the viscous Stokes force. In the computer program that implements the mathematical model, it is possible to vary the following parameters: the particle density; MF density; the angle and the length of the pole pieces (the surface of the MF); the height of the magnetic fluid column; the height where the magnetic force changes

direction; magnetization characteristic of the MF; the magnitude of the gradient in the working gap of MFS; the value of the dynamic viscosity of MF; particle diameter; initial position of the particle; the projection of the initial velocity vector. The output of the program is the trajectory of the particle, and its speed in different parts of the working gap of MFS, which allows to study the influence of these MFS parameters on the quality and performance of the separation process.

Key words: magnetic fluid, magnetic fluid separator, magnetization characteristic, mathematical model.

Для расчета траектории частицы, при движении в рабочем зазоре МЖС, была принята следующая модель. На немагнитную частицу с плотностью ρ и объемом V в магнитной жидкости с плотностью $\rho_{ж}$ и намагниченностью M , действуют четыре силы (рис. 1):

сила тяжести $\bar{F}_T = \rho \cdot \bar{g} \cdot V$, сила Архимеда $\bar{F}_A = -\rho_{ж} \cdot \bar{g} \cdot V$, выталкивающая сила со стороны МЖ

$$\bar{F}_M = -\mu_0 \cdot M \cdot \nabla H \cdot V, \quad (1)$$

где ∇H - градиент напряженности магнитного поля, и сила сопротивления \bar{F}_B , обусловленная вязкостью МЖ, определяемая формулой Стокса

$$\bar{F}_B = -3\pi \cdot \eta \cdot d \cdot \bar{v}, \quad (2)$$

где η – динамическая вязкость МЖ; \bar{v} – скорость движения частицы.

Уравнение движения частицы может быть получено на основании второго закона Ньютона

$$\bar{F}_T + \bar{F}_A + \bar{F}_M + \bar{F}_B = m \cdot \frac{d\bar{v}}{dt}, \quad (3)$$

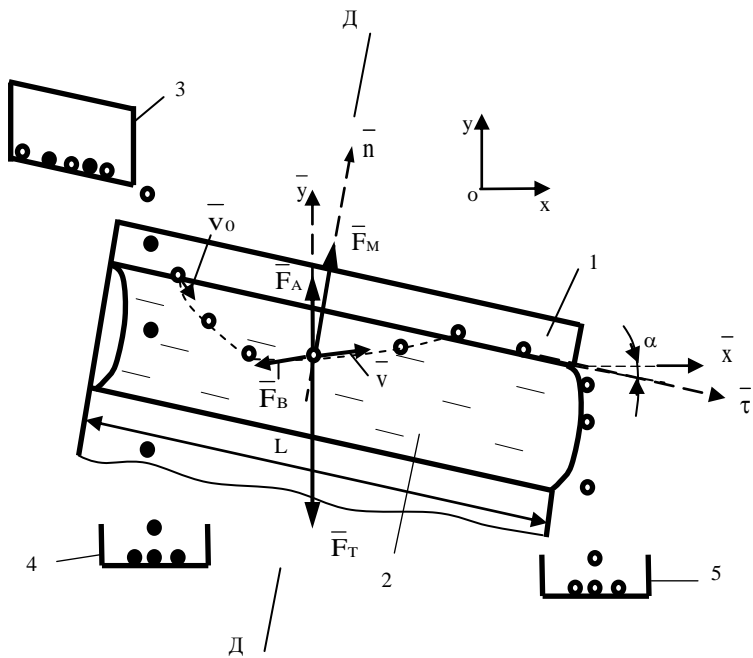
где $m = \rho V$ – масса частицы. Будем считать, что частицы сферические, имеют диаметр d . После подстановки всех величин в формулу Ньютона уравнение движения немагнитной частицы в рабочем зазоре МЖС будет иметь вид

$$\rho V \cdot \frac{d\bar{v}}{dt} + 3\pi \cdot \eta \cdot d \cdot \bar{v} + [-\mu_0 M \cdot |\nabla H| \cdot V + (\rho - \rho_{ж}) \cdot \bar{g} V] = 0. \quad (4)$$

Примем следующие допущения:

- МЖ имеет линейную реологическую характеристику и постоянную динамическую вязкость ($\eta = \text{const}$);

- рабочий зазор МЖС спроектирован правильно, в результате чего третья слагаемое в левой части уравнения (4) постоянно (оно представляет собой результирующую силу, которая действует на частицу в статике).



Сечение Д-Д

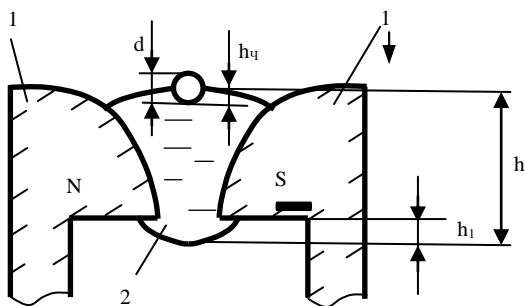


Рис. 1. Движение немагнитных частиц в магнитожидкостном сепараторе:
 1 – полосные наконечники, образующие рабочий зазор; 2 – магнитная жидкость; 3 – устройство подачи немагнитных частиц; 4 – контейнер для тяжелых частиц; 5 – контейнер для легких частиц

Уравнение (4) запишем в виде:

$$a \frac{d\bar{v}}{dt} + b \cdot \bar{v} + c = 0, \quad (5)$$

где a , b , c – постоянные величины, не зависящие от величины скорости.

В проекциях на оси уравнение (4) имеет вид:

$$\rho g V(-\bar{e}_y) - \rho_{ж} g V(-\bar{e}_y) - \mu_0 M \left[|\nabla H| \sin \alpha (-\bar{e}_x) + |\nabla H| \cos \alpha (-\bar{e}_y) \right] V - \\ - 3\pi \eta d (v_x \bar{e}_x + v_y \bar{e}_y) = \rho V \frac{d}{dt} (v_x \bar{e}_x + v_y \bar{e}_y)$$

$$\rho V \frac{dv_x}{dt} + 3\pi \cdot \eta \cdot d \cdot v_x - \mu_0 M |\nabla H| \sin \alpha V = 0 \quad (6)$$

$$\rho V \frac{dv_y}{dt} + 3\pi \cdot \eta \cdot d \cdot v_y + \left[-\mu_0 M |\nabla H| \cos \alpha + (\rho - \rho_{ж}) g \right] V = 0 \quad (7)$$

В результате интегрирования уравнений (6) и (7) получим выражения для скорости движения частицы по осям

$$v_x = \left(v_{0x} + \frac{c_x}{b} \right) \cdot e^{-\frac{b \cdot t}{a}} - \frac{c_x}{b}. \quad (8)$$

$$v_y = \left(v_{0y} + \frac{c_y}{b} \right) \cdot e^{-\frac{b \cdot t}{a}} - \frac{c_y}{b}, \quad (9)$$

где: $a = \rho V$; $b = 3\pi \cdot \eta \cdot d \cdot k_b$;

$$c_y = k_c \left(-\mu_0 M \cdot |\nabla H| \cdot V \cos \alpha - \rho_{ж} \cdot g V \right) + \rho \cdot g V$$

$$c_x = -k_c \cdot \mu_0 M \cdot |\nabla H| \cdot V \sin \alpha,$$

где k_b , k_c – коэффициент учитывающий степень погружения частицы в МЖ;

$$k_b = \frac{S_n}{S} = \frac{h_q}{d}, k_c = \frac{V_n}{V} = \frac{6(d \frac{h_q^2}{2} - \frac{h_q^3}{3})}{d^3}, \quad (10)$$

где h_q – высота погруженной части частицы, d – её диаметр.

В компьютерной программе для расчета траектории движения частицы задаются следующие параметры:

- плотность частицы ρ ;
- плотность жидкости $\rho_{ж}$;
- угол наклона полюсов (поверхности магнитной жидкости) α ;
- длина активной части полюсов L ;

- высота столба магнитной жидкости h ;
- высота расположения минимального рабочего зазора относительно нижней поверхности магнитной жидкости h_1 (граница смены направления магнитной силы F_M);
- намагниченность насыщения магнитной жидкости M ;
- величина модуля градиента напряженности в рабочем зазоре МЖС $|\nabla H|$;

- величина динамической вязкости МЖ η ;
- диаметр частицы d ;
- начальные положения частицы X_0, Y_0 ;
- проекции вектора начальной скорости v_{0x}, v_{0y} .

При расчете траектории по известным координатам на предыдущей итерации определяется, находится ли частица в магнитной жидкости. Если нет, то определяется изменение скорости при действии только силы тяжести. Если же частица находится в МЖ, то определяется степень ее погружения в МЖ, коэффициенты k_b и k_c по (10), и рассчитывается скорость по приведенным выше формулам (7-8). По известным скоростям определяется изменение координат частицы на рассматриваемом шаге изменения времени. Координаты записываются в массив и в итоге отображаются на графиках (рис. 2-7). На этих графиках сплошными линиями изображены границы МЖ, штрихпунктирной – граница изменения направления действия магнитной силы, пунктирной – траектория движения частицы.

В качестве примера были рассчитаны траектории движения частицы для наиболее характерных случаев. Параметры программы задавались в соответствии с экспериментальными исследованиями, величина градиента была выбрана соответствующей току возбуждения электромагнита $I = 2$ А (рис. 1.6).

На рис. 2-3 изображены расчетные траектории движения алюминиевых частиц диаметрами 2 и 5,6 мм соответственно. Из графиков видно, что частица с большим диаметром обладает большей кинетической энергией при входе в МЖ, что приводит к большему погружению в МЖ и более позднему всплытию.

На рис. 4–5 изображены расчетные траектории движения медных частиц диаметрами 0,8 и 4,9 мм соответственно. Так же, как и в предыдущих графиках, видно, что частица с большим диаметром обладает большей кинетической энергией при входе в МЖ. Но в данном случае это приводит к «проскакиванию» зоны разделения, что на практике выливается в низкую степень разделения (загрязнение тяжелой фракции легкой и наоборот).

На рис. 6–7 изображены расчетные траектории движения свинцовых частиц диаметром 4,5 мм при нулевой начальной скорости с поверхности МЖ и разных углах наклона - 10° и 20° соответственно. Из графиков видно, что, даже являясь «тяжелой», при неправильном угле наклона полюсов и стечении других обстоятельств частица может попасть в легкую фракцию.

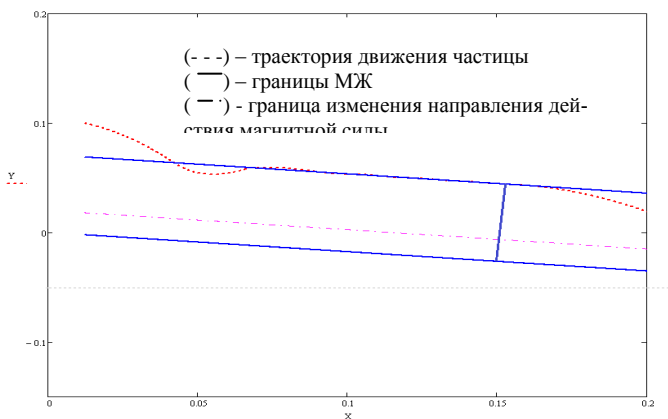


Рис. 2. Расчетное значение траектории движения алюминиевой частицы диаметром 2мм при угле наклона полюсов 10°

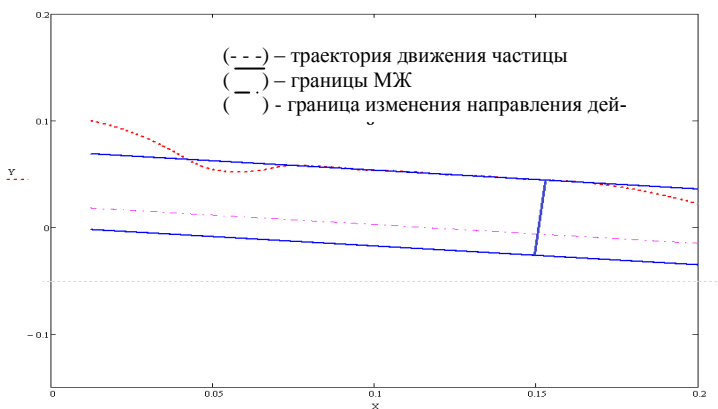


Рис. 3. Расчетное значение траектории движения алюминиевой частицы диаметром 5,6 мм при угле наклона полюсов 10° .

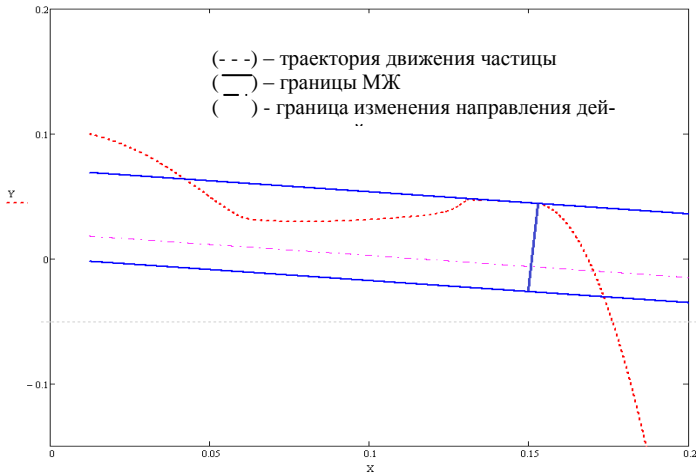


Рис. 4. Расчетное значение траектории движения медной частицы диаметром 0,8 мм при угле наклона полюсов 10° .

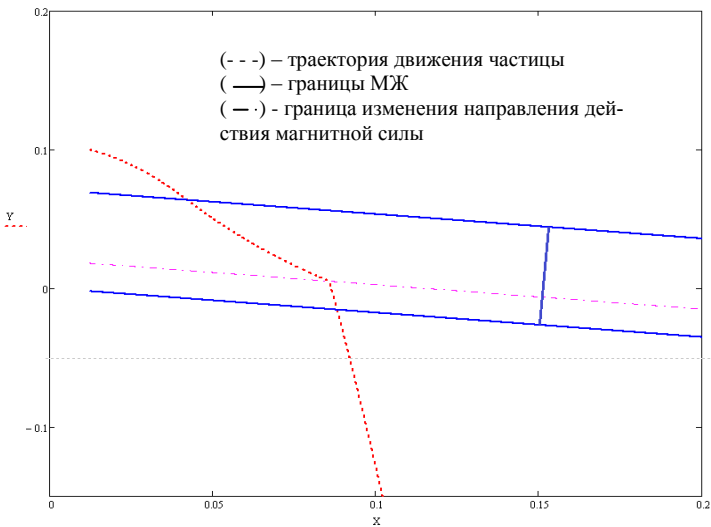


Рис. 5. Расчетное значение траектории движения медной частицы диаметром 4,9 мм при угле наклона полюсов 10° .

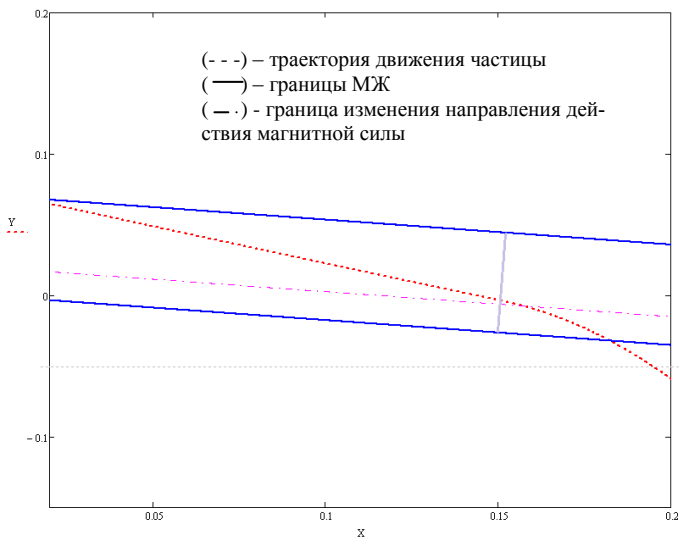


Рис. 6. Расчетное значение траектории движения свинцовой частицы диаметром 4,5 мм при угле наклона полюсов 10° и нулевой начальной скорости с поверхности МЖ.

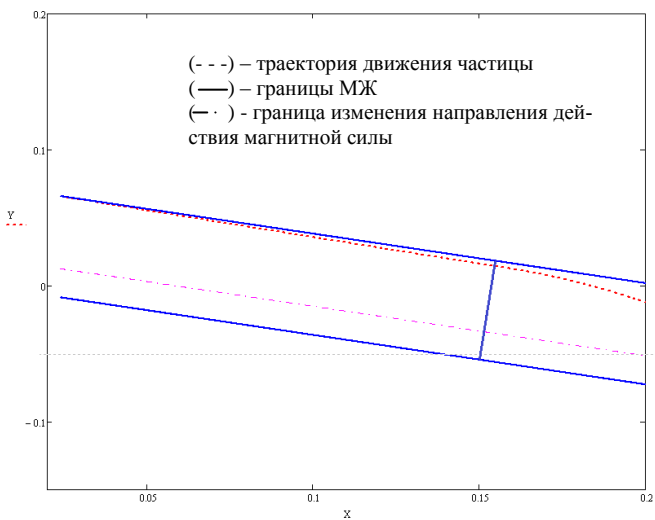


Рис. 7. Расчетное значение траектории движения свинцовой частицы диаметром 4,5 мм при угле наклона полюсов 20° и нулевой начальной скорости с поверхности МЖ.

Качественный вид расчетных траекторий в полной мере совпадает с экспериментальными данными, что говорит о возможности использования программы при проектировании МЖС.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Гогосов В.В., Смолкин Р.Д., Крохмаль В.С., Сайко О.П., Мангов Л.И., Низкодубов В.И.** Промышленные сепараторы на магнитных жидкостях// Магнитная гидродинамика. – 1994. - №1. – с.111-120.
2. **Smolkin R.D., Garin Yu.M., Krokhmal V.S., Sayko O.P.** New process for placer gold recovery by means of magnetic separation// IEEE Transactions on Magnetics. – 1992. – Vol.28, N1. – P.671 – 674.
3. **Кравченко Н.Д., Карамзин В.И.** Магнитная сепарация отходов цветных металлов. // М.: Металлургия. – 1986. – 129 С.

ДВЕНАДЦАТЬ СВОЙСТВ МАГНИТОАКТИВНОГО ЭЛАСТОМЕРА

Степанов Г.В.¹, Крамаренко Е.Ю.^{2,3}

¹Государственный научно-исследовательский институт химии
и технологии элементоорганических соединений
(ГНЦ РФ ГНИИХТЭОС) 111123 г. Москва, Шоссе Энтузиастов 38.

²МГУ им. М.В.Ломоносова, Физический факультет.

119991, Москва, Ленинские горы, д.1, стр.2

³ИНЭОС РАН, Москва, 119334, ул. Вавилова, 38

E-mail: gstepanov@mail.ru

Аннотация: Рассмотрена совокупность свойств магнитоактивного эластомера, который в настоящее время характеризуется двенадцатью различными свойствами. Ранее на Плесской конференции 2008 года, обсуждались четыре свойства. В настоящее время материал проявляет: магнитореологический эффект, магнитоэлектрореологический эффект, магнитодеформационный, магнитострикционный эффект, эффект памяти формы, магниторезистивный эффект, пьезорезистивный, магнитопьезорезистивный эффект, магнитооптический, магнитодиэлектрический, магнитоакустический эффект, пьезоэлектрический эффект. Прослеживается аналогия с магнитной жидкостью, в которой после найденного эффекта притяжения жидкости к полюсу магнита были найдены другие свойства, которые нашли своё применение.

Ключевые слова: магнитоактивный эластомер магнитореологический эластомер, магнитоуправляемый эластомер, магнитный гель, ферроэласт, мягкий магнитный эластомер, магнитный полимер.

TWELVE PROPERTIES MAGNETOACTIVE ELASTOMERS

Stepanov G.V.¹, Kramarenko E.J.²

¹Gosudarstvenny Research Institute of Chemistry and Technology
of Organoelement Compounds (SSC RF STI-IHTEOS)

111123 Moscow, Enthusiasts Highway 38.

²MGU them. University, Faculty of Physics.

119991, Moscow, Leninskiye Gory, 1, page 2

³INEOS, Moscow, 119334, Str. Vavilova, 38

E-mail: gstepanov@mail.ru

Summary: A consideration of a set of properties of magnetorheological elastomers currently characterized by 12 features is given. Earlier, at the 2008 Plyos conference only four of them were the subject of discussion. At the present time the material is known to exhibit the magnetorheological, magnetoelectrorheological, magnetodeformational effects, magnetostriktion, the shape memory, magnetoresistive, piezoresistive, magnetopiezoresistive, magnetooptical, magnetodielectric, mag-

netoacoustic, and piezoelectric effects. An analogy with magnetic fluids, which also unveiled their properties previously unnoticed and later brought into use, after being found to exhibit the effect of being attracted by magnets, is seen.

Key words: magnetorheological elastomer, magnetoactiv elastomer, magnetic gel, ferroelast. soft magnetic elastomer, magnetic polymer.



СТЕПАНОВ Геннадий Владимирович окончил МХТИ им. Д.И.Менделеева в 1983 году. В настоящее время является начальником лаборатории магнитных порошков и пигментов в ГНЦ РФ ГНИИХТЭОС. Последние годы интенсивно работает в области синтеза и исследования свойств высокоэластичных магнитных композитов, магнитоэластиков, магнитных гелей, магнитореологических и электрореологических эластомеров, ферроэластов. Имеет около 70 статей, 8 патентов РФ.



КРАМАРЕНКО Елена Юльевна окончила физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова в 1990 году, аспирантуру - в 1993 г. В 1993 году защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата, физ.-мат. наук, а в 2009 г. – доктора физ.-мат.наук. Имеет более 150 научных публикаций, в том числе около 70 статей в иностранных журналах, 1 авторское свидетельство на изобретение и 5 патентов РФ. В настоящее время является профессором физфака МГУ имени М.В.Ломоносова, удостоена звания "Профессор РАН". Научно-исследовательская работа в области магнитных эластомеров проводилась по грантам РФФИ, Минобразования РФ, РНФ и зарубежных фондов.

Прошло около 18 лет как в ГНИИХТЭОС, по просьбе доцента МГУ им М.В. Ломоносова, Льва Васильевича Никитина, был синтезирован магнитоэластик – эластичный магнитный эластомер, изменяющий форму в магнитном поле [1-6]. Несколько ранее, в США фирмами Ford и Lord Corporation, были изготовлены магнитореологические эластомеры, способные изменять упругость в магнитном поле, которые предполагалось использовать в качестве основного рабочего тела в перестраиваемых демпфирующих устройствах, амортизаторах [7-9]. В это же время в Будапештском технологическом институте проф. Миклош Зриньи (Miklosz Zrinyi) синтезировал и интенсивно исследовал магнитный гель, который также деформировался в неоднородном магнитном поле [10-11]. Первоначально данный материал мы называли магнитоэластик, как бы подчеркивая высокую эластичность данного магнитного композита в отличие от традиционных известных магнитоэластов. По составу такие магнитные композиты известны давно, и исследования их свойств были изложены в монографии «Магнитные эластомеры» [12], но в отличие от магнитоэластиков, магнитоэласты не способны изменять свои свойства в магнитном поле, а представляют собой или полимерные магниты или магнитодиэлектрики.

В ряде исследований этот материал называют магнитореологический эластомер, магнитный гель, эластомер-ферромагнитный композит, эластичный магнит, ферроэласт, магнитоконтролируемый эластомер, магнитоуправляемый эластомер, мягкий магнитный эластомер, магнитный полимер, магнитный гибридный эластомер. Состав материала простой – это композит магнитного наполнителя в эластичной полимерной матрице. В целом данный материал относится к разряду так называемых «умных материалов» “smartmaterials” – материалов способных обратимо изменять свои свойства под внешним воздействием. После многочисленных исследований выявилось, что материал обладает широким набором интересных свойств, проявился механизм явлений, появились модели, пытающиеся описать наблюдаемые явления.

Так, на сегодняшний день при исследовании нашего магнитоактивного эластомера (МАЭ) выявилось примерно двенадцать основных свойств. Материал проявляет: магнитореологический эффект, магнитодеформационный, магнитострикционный эффект, эффект памяти формы, магнитоэлектрореологический эффект, магниторезистивный эффект, пьезорезистивный, магнитопьезорезистивный эффект, магнитооптический, магнитодизлектрический, магнитоакустический эффект, пьезоэлектрический эффект.

1. Магнитореологический эффект – уникальная способность быстро и обратимо изменять вязкоупругие свойства под действием магнитных полей. Магнитореологический эффект зависит от многих факторов: типа и концентрации магнитного наполнителя, его дисперсности, упругости полимерной матрицы, величины магнитного поля. Относительный магнитореологический эффект, рассчитанный как отношения вязкости и упругости в магнитном поле к исходным показателям без магнитного поля, достигал 100-400 ед. Для особо мягких материалов с упругостью 1 кПа и меньше эффект достигал 1000 – 10000 раз[13]. Правда, в этом случае вряд ли можно говорить об упругом материале, который растекается по поверхности под действием силы тяжести, материал не держит форму. Магнитореологический эффект зависит от величины деформации материала. Максимальные значения магнитореологического эффекта получены для величин деформации 1 % и менее. Для деформаций в 10 % и более магнитореологический эффект составляет 10 ед. Наилучшие значения магнитореологического эффекта получены для МА-эластомеров с железным магнитным наполнителем с полидисперсностью 1-100 мкм, наполнением 30 об% и упругостью полимерной матрицы с модулем Юнга 20 кПа. Основное применение магнитореологического эффекта предполагается в активных демпфирующих устройствах.

2. Магнитоэлектрореологический эффект – изменение вязкоупругих свойств при одновременном воздействии магнитных и электрических полей. Одним из недостатков управляемых магнитным полем МАЭ является громоздкость и большой вес электромагнитных систем. Для снижения влияния этого недостатка было предложено дополнительно управлять реологическими свойствами эластомера с помощью электрического поля. Если на магнитный наполнитель нанести электроизоляционную оболочку и электроактивный полимер, то материал станет реагировать на электрическое поле аналогичным образом, как и на магнитное. Исследования такого образца показали, что наблюдается значительное увеличение реологического эффекта при одновременном воздействии магнитных и электрических полей.

3. Магнитодеформационный эффект – значительная деформация во внешних неоднородных магнитных полях. Это один из первых эффектов, исследованных после синтеза магнитоэластика [3-5]. В неоднородных магнитных полях магнитный эластомер мог обратимо растягиваться на 200-300%. С одной стороны, ничего удивительного, аналог – гайка, привязанная к резинке, будет обратимо притягиваться к полюсу магнита, электромагнита. А с другой, если объект будет иметь размеры доли миллиметра, микроны, то такую конструкцию лучше сделать из магнитного эластомера. Например, магнитный червь микронных размеров способен изгибаться под действием переменного магнитного поля и передвигаться примерно как пиявка в воде. При исследовании магнитодеформационного эффекта был синтезирован анизотропный магнитоэластик. Если полимеризацию образца вести в магнитном поле, то магнитный наполнитель образует внутри материала цепеподобные структуры, и такой материал будет иметь модуль упругости, изменяющийся в зависимости от направления деформации материала. Различие в модулях достигало четырёх раз. На рис. 1 дана зависимость величины деформации анизотропного МАЭ от величины растягивающего магнитного поля.

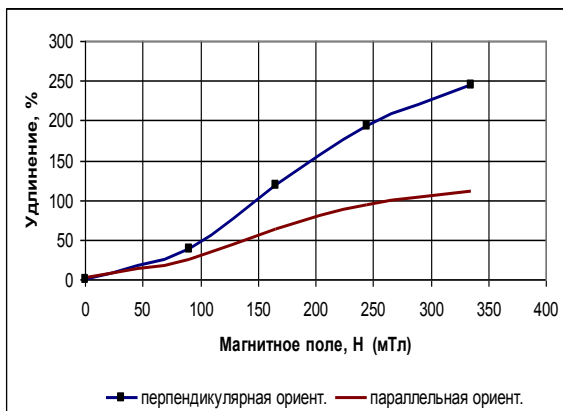


Рис. 1. Зависимость удлинения структурированного образца МАЭ от величины магнитного поля [24]. Верхняя кривая – направление структурирования перпендикулярно направлению растягивающего магнитного поля. Нижняя кривая – соответственно направление структурирования в момент полимеризации совпадает с направлением растягивающего магнитного поля

4. Магнитострикционный эффект – значительная деформация в однородном магнитном поле. Данный эффект был предсказан и предложен к исследованию О.Столбовым (ИМСС г. Пермь) и впервые опубликован в материалах плёсской конференции в 2006 году [14, 15]. Если материал поместить в однородное магнитное поле, то наблюдается незначительная деформация до 15%. Материал удлиняется, растягивается между полюсами магнита. Относительно магнитодеформационного эффекта – это маленький эффект, но относительно классических магнитострикционных материалов – это громадный эффект. Единственное, усилия, создаваемые при этом очень незначительные - десятки килопаскаль. Поэтому, на сегодняшний день, данный эффект имеет только научное значение и требует своего математического описания.

5. Эффект памяти формы или пластичность, индуцированная магнитным полем, – способность изменять форму в магнитном поле под внешней нагрузкой и сохранять её до выключения магнитного поля. Данный эффект был обнаружен 2002 году в результате дискуссии с проф. Миклошем Зриньи из Будапештского технологического университета. Дискуссия заключалась в следующем: Наблюдается ли деформация магнитного эластомера в однородном магнитном поле? Проверить было не сложно. После помещения цилиндрического образца материала между полюсами магнита, деформация визуальнo практически не наблюдалась, но если эластомер деформировать механически в магнитном поле, то эластомер сохраняет вновь приобретенную форму,

полученную в результате деформации. После выключения магнитного поля исходная форма образца восстанавливается. Для количественного описания величины остаточной деформации проведена серия опытов, показывающих зависимость остаточной деформации от состава материала и величины магнитного поля [22]. Величина остаточной деформации растет с увеличением магнитного поля и снижением модуля упругости МАЭ. Эффект связан с процессами структурирования магнитного наполнителя внутри полимерной матрицы под действием магнитного поля и внешнего механического воздействия.

6. Магниторезистивный эффект – изменение электропроводности под действием магнитного поля; После того, как прояснилась природа магнитореологического эффекта, эффекта памяти, стало понятно, что материал может обладать магниторезистивным эффектом. Если под действием магнитного поля частица магнитного наполнителя внутри полимерной матрицы способна передвигаться, образуя цепеподобные структуры, и если эти частицы имеют хорошую электрическую проводимость, то под действием магнитного поля электропроводность материала должна изменяться вследствие образования электрических контактов между частицами. Действительно, МАЭ с наполнителем из металлического железа и никеля показали значительный магниторезистивный эффект. Электропроводность МАЭ в магнитном поле 300 мТл изменялась на 3-4 порядка. Емкость конденсатора с прокладкой из такого материала изменяется на один порядок.

7. Пьезорезистивный эффект – изменение электропроводности материала под действием внешней механической деформации; Для композитов с электропроводящими наполнителями это известный факт. При сжатии или растяжении такого материала расстояние между частицами электропроводящего наполнителя изменяется, изменяется число контактов между частицами и соответственно изменяется электропроводность. Так, для типичного образца МАЭ электропроводность под действием давления в 50 кПа изменялась на 2 порядка.

8. Магнитопьезорезистивный эффект – сверхаддитивное изменение электропроводности при одновременном воздействии механического давления и магнитного поля. В эксперименте с образцом МАЭ показано, что при механическом сжатии образца электропроводность увеличивалась на 2 порядка, а в магнитном поле для этого образца электропроводность возрастала на 3 порядка, а при одновременном воздействии двух факторов электропроводность возрастала на 7 порядков. Данный эффект можно объяснить тем, что при воздействии магнитного поля образуются цепеподобные структуры и удерживаются магнитным полем, а механическое сжатие уменьшает расстояние между ча-

стицами, но при этом цепеподобные структуры не разрушаются поскольку удерживаются магнитным полем.

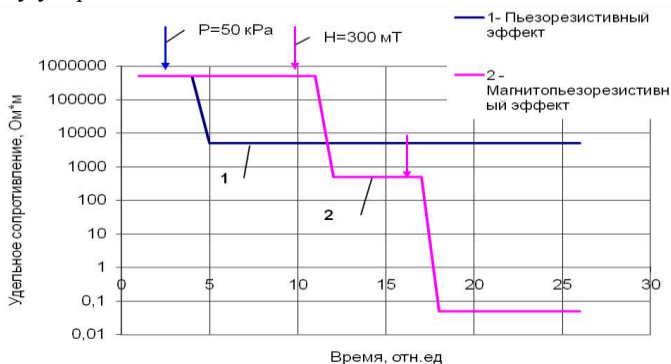


Рис. 2. Изменение электрического сопротивления образца МАЭ при приложении к нему или механической нагрузки величиной 50 кПа (зависимость – 1), или магнитного поля величиной 300 мТл (зависимость 2 (начало), или совместное воздействие механической нагрузки и магнитного поля и магнитного поля (зависимость 2 (часть 2))

9. Магнитооптический эффект – изменение прозрачности материала, индуцированное внешним магнитным полем; Данный эффект подробно не исследовался, но легко наблюдается визуально, поскольку видно как изменяется прозрачность пленки МАЭ, помещенной в магнитное поле, перпендикулярное плоскости плёнки.

10. Магнитодиэлектрический эффект – индуцированное магнитным полем изменение диэлектрической проницаемости и магнитной восприимчивости. Если изготовить конденсатор, в котором диэлектрическая прокладка между обкладками конденсатора будет изготовлена из МАЭ, и поместить этот конденсатор в поле электромагнита, то можно будет измерить зависимость диэлектрической проницаемости изолятора от магнитного поля. Если ёмкость такого конденсатора изменяется от величины магнитного поля, то при всех равных условиях это определяется изменением диэлектрической проницаемости диэлектрической прокладки конденсатора [23].

11. Магнитоакустический эффект – изменение скорости прохождения звуковой волны под действием магнитного поля. Исследовалась скорость прохождения ультразвука с частотой 660 кГц через образец МАЭ помещённого между полюсами электромагнита [16]. При увеличении магнитного поля до 10 кЭ скорость прохождения ультразвуковой волны увеличивалась на 2.5%. Это также связано с процессами структурирования частиц металлического наполнителя в направлении электрического поля. Плотность частиц металлического наполнителя в

направлении магнитного поля возрастает и соответственно скорость звуковой волны проходящей через более плотный слой материала возрастает.

12. Пьезоэлектрический эффект – способность материала генерировать электрические импульсы в результате механического удара. Как было показано выше, при нажатии на пластину материала сопротивление материала в направлении сжатия падает на несколько порядков, а при ударе сопротивление падает до нуля, а осциллограф показывает наличие импульса напряжения. Продолжительность импульса 3 мс.

12,5. Интересный поверхностный эффект - структурированная поверхность МАЭ – эффект Лотоса.

Если жидкий полуфабрикат МАЭ поместить в магнитное поле, то на его поверхности вырастит игольчатая структура, как показано на рис. 3. После полимеризации эта структура сохраняется, а поверхность приобретает супергидрофобные свойства. Данная структура на рисунке имеет период около 0.3 мм и высоту около 0.3 мм. Изменяя концентрацию магнитного наполнителя и величину магнитного поля можно варьировать высоту и период игольчатой структуры.



Рис 3. Структурирование поверхности магнитоактивного эластомера под действием магнитного поля в процессе полимеризации образца в магнитном поле

Таким образом, в основе всех обсуждаемых эффектов лежит эффект внутреннего обратимого структурирования частиц магнитного наполнителя вследствие диполь-дипольного взаимодействия наведённого внешним магнитным полем. Как показано на кинограмме (рис. 4) под действием магнитного поля намагниченные частицы наполнителя перемещаются внутри полимерной матрицы образуя

цепеподобные структуры. Такие структуры давно наблюдали в магнитных суспензиях, но в отличие от суспензий, частицы закреплены в эластичной матрице их перемещение ограничено, и после выключения магнитного поля частицы возвращаются на свои исходные места.

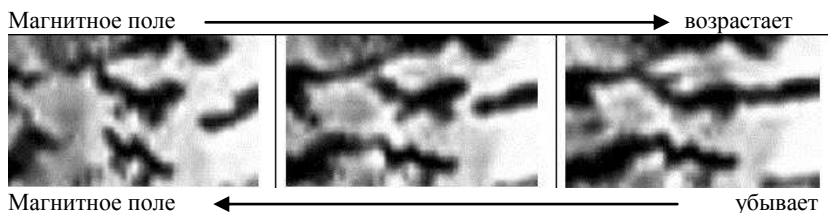


Рис. 4. Изменение структуры МУЭ под действием магнитного поля.
Изменения обратимые

В работе [17] П.В.Меленевым проведено математическое моделирование и симулирование процессов структурообразования в матрице МАЭ. Качественно эти результаты представлены на рис. 5.

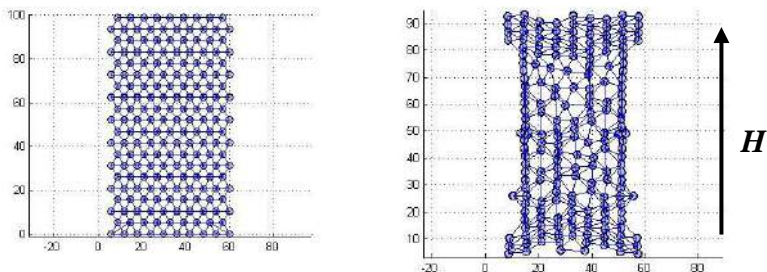


Рис.5. При помещении образца МАЭ в магнитное поле, частицы магнитного наполнителя обратимо структурируются в цепеподобные структуры в направлении магнитного поля (структура справа) [17]

Магнитные гибридные эластомеры

Одним из вариантов магнитных эластомеров являются композиции, включающие в свой состав как магнитомягкие, так и магнитожёсткие частицы [18-21]. Идея создания такого материала состоит в том, чтобы материал имел бы собственное магнитное поле после намагничивания и соответственно не было бы необходимости использовать внешние тяжёлые магниты и электромагниты для придания материалу нужных реологических свойств. Конечно, такие свойства уже нельзя регулировать в ходе эксплуатации материала, например, в виде

управляемого демпфера, но мы могли бы иметь хороший выигрыш в массогабаритных характеристиках демпфера. Характеристики такого материала не столь высоки как у классического магнитоэластического эластомера, но он обладает соответствующей петлей гистерезиса при деформации от нагрузки и соответственно найдёт свою нишу применения. Исследования физических и магнитных характеристик такого материала показало, что материал после намагничивания невозможно размагнитить обратным магнитным полем. При приложении обратного магнитного поля частицы магнитожёсткого наполнителя начинают переворачиваться внутри мягкой полимерной матрицы и соответственно продолжают намагничиваться в том же направлении, в котором первоначально были намагничены. Это хорошо прослеживается по магнитным петлям гистерезиса и наблюдается в оптический микроскоп.

Таким образом, магнитоактивный эластомер, исследования свойств которого началось 20 лет назад с магнитоэластического эффекта, на сегодняшний день проявляет уже двенадцать различных эффектов, которые начнут вскоре находить практическое применение.

Работа представлена при поддержке грантов РФФИ 16-53-12009 и 16-29-05276

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

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. M. Zrinyi, J. Gacs, C. Simon. Patent WO 9702580.
11. D. Szabo G. Szeghy, and M. Zrinyi Macromolecules 1998, 31, 6541-6548
12. Алексеев А.Г., Корнев А.Е., Магнитные эластомеры. М., Химия, 1987. 240 с.
13. Mayer M, Rabindranath R, Börner J, Hörner E, Bentz A, et al. Ultra-Soft PDMS-Based Magnetoactive Elastomers as Dynamic Cell Culture Substrata. PLoS ONE, 2013, 8(10): e76196. doi:10.1371/journal.pone.0076196
14. Столбов О.В., Ю.Л.Райхер, Степанов Г.В. МатконференцииНМММ-20, 12-16 июня2006, М., МГУс. 1065-1066.
15. Степанов Г.В., Райхер Ю.Л., Столбов О.В., Русаков В.В., Меленев П.В. Эффект магнотрикции в магнитном полимерном композите. Сб. трудов, 12 Плеская конф. 30авг. – 2 сент. 2006, с 373-376.
16. И. Е. Кузнецова, Б. Д. Зайцев, А.М. Шихабудинов, И. А. Бородина, Е. Ю. Крамаренко, В. В. Колесов, Г.В. Степанов. Акустические свойства магнитных эластомеров и влияние на них внешнего магнитного поля // Журнал радиоэлектроники, 2013, №10, С.1-12.

-
17. G V Stepanov, D Yu Borin, Yu L Raikher, P V Melenev and N S Perov. Motion of ferro-particles inside the polymeric matrix in magnetoactive elastomers *J. Phys.: Condens. Matter* 2008 20 204121.
 18. Stepanov G.V., Chertovich A.V., Kramarenko E.Y. Magnetorheological and deformation properties of magnetically controlled elastomers with hard magnetic filler // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2012. – Vol, 324, № 21, pp. 3448 – 3451.
 19. Borin D.Yu., Stepanov G.V., Odenbach S. Tuning of the tensile modulus of the magnetorheological elastomer with magnetic hard powder // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2013. Vol. 412. – 012040.
 20. Borin D.Yu. Stepanov G.V. Oscillation measurements on magnetoactive elastomers with complex composition // *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials (JOAM)*. – 2013. - Vol. 15, No.3-4. – P. 249-253.
 21. Stepanov G.V., Borin D.Yu., Kramarenko E.Yu., Bogdanov V.V., Semerenko D.A., and Storozhenko P.A. Magnetoactive Elastomer Based on Magnetically Hard Filler: Synthesis and Study of Viscoelastic and Damping Properties // *Polymer Science, Ser. A*, 2014, Vol. 56, No. 5, pp. 603-613.
 22. Абрамчук С.С., Гришин Д.А., Степанов Г.В., Крамаренко Е.Ю., Хохлов А.Р. Высокомолек. Соед. А, 2006, 48, 138.
 23. A.S. Semisalova, N.S. Perov, G.V. Stepanov, E.Yu. Kramarenko, A.R. Khokhlov. Strong magnetodielectric effect in magnetorheological elastomers. *Soft Matter*, 2013, 9, 11318-11324
 24. Stepanov G V., Kramarenko E Yu, Semerenko D A. Magnetodeformational effect of the magnetoactiv elastomer and its possible applications // *Journal of Physics: Conference Series*– 2013. Vol. 412. - 012031.

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОЙ РЕЛАКСАЦИИ НАМАГНИЧЕННОСТИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ НА ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗМЕРОВ НАНОЧАСТИЦ

Ряполов П.А., Стороженко А.М., Полунин В.М.

Юго-Западный государственный университет (ЮЗГУ), г. Курск,

E-mail: polunin-vm1@yandex.ru

Аннотация: В статье приводятся результаты теоретического и экспериментального исследования эффекта возмущения намагниченности магнитной жидкости, вызванного тепловыми колебаниями в адиабатной звуковой волне в сильных магнитных полях. Измерения проведены на образцах магнитного коллоида с различной вязкостью дисперсионной среды в диапазоне частот 20 – 60 кГц. В указанном диапазоне частот исследованные образцы характеризуются отсутствием тепловой релаксации намагниченности. На основе полученных данных дается оценка размеров наночастиц мелкой фракции, для которой характерен механизм перемагничивания неелевского типа.

Ключевые слова: магнитная жидкость, возмущение намагниченности, адиабатная звуковая волна, тепловые колебания частиц, тепловая релаксация, диаметр наночастиц.

INFLUENCE OF THE HEAT RELAXATION OF THE MAGNETIZATION OF THE MAGNETIC FLUID IN THE STRONG MAGNETIC FIELD ONTO THE DEFINITION OF THE NANOPARTICLES SIZE

Ryapolov P.A., Storozhenko A.M., Polunin V.M.

Southwest State University (SWSU), Kursk,

E-mail: polunin-vm1@yandex.ru

Abstract: The results of theoretical and experimental study of the effect of the disturbance magnetic fluid magnetization caused by thermal vibrations in the adiabatic sound wave in strong magnetic fields are given in the article. Measurements were carried out on samples with different magnetic colloid viscosity of the dispersion medium in the frequency range 20 - 60 kHz. In this range of frequencies investigated samples are characterized by the absence of thermal relaxation of the magnetization. Based on the data we assess the size of the fine fraction of nanoparticles, which is characterized by the Neel type magnetization mechanism.

Keywords: ferrofluid, magnetization disturbance, adiabatic sound wave, the thermal vibrations of the particles, thermal relaxation, the diameter of the nanoparticles.

Магнитные жидкости (МЖ) представляют собой коллоидные суспензии наночастиц ферро- или ферритмагнетика, диспергированные в

жидкости-носителе и стабилизированные органическим поверхностно-активным веществом. Частицы МЖ являются однодоменными и однородно намагниченными. Известно, что для магнитной наночастицы существует два механизма релаксации – броуновский и неелевский [1]. Оба механизма на сегодняшний день являются достаточно обсуждаемыми. В частности, в работе [2] эти явления изучаются посредством малоуглового нейтронного рассеяния, а в статье [3] рассматривается кинетическая модель двух скрещенных магнитных полей (постоянного и осциллирующего) для анализа внутренней и внешней релаксации магнитных наночастиц.

Величина магнитного момента наночастиц и их агрегатов в МЖ является исключительно важным параметром при решении множества задач [4], однако его измерение является довольно сложной проблемой и часто приводит к неудовлетворительным или плохо сопоставимым результатам. В этом отношении весьма многообещающими являются исследования эффекта тепловой релаксации намагниченности в адиабатной звуковой волне, поскольку, во-первых, ультрамалые тепловые колебания среды не оказывают существенное влияние на магнитное состояние исследуемого объекта, а, во-вторых, с его помощью появляется возможность оценить наиболее вероятный механизм перемагничивания магнитных частиц в дисперсной системе.

В случае, когда магнитное поле перпендикулярно звуковому пучку с ограниченной боковой поверхностью, возмущение намагниченности сопровождается возмущением размагничивающего поля и тепловых колебаний в адиабатной звуковой волне, которые в свою очередь оказывают влияние на величину намагниченности. В работе [5] приводится выражение для относительного приращения амплитуды намагниченности $\Delta M / \Delta M_{\max}$ в МЖ под действием звуковой волны:

$$\frac{\Delta M}{\Delta M_{\max}} = \frac{M_0}{M_S} \cdot \frac{\frac{nM_n / M_0 + \gamma_* M_T / M_0}{(1 + N_d M_H)} + (\omega\tau)^2}{1 + (\omega\tau)^2} \quad (1)$$

где M_0 - намагниченность среды в невозмущенном состоянии, M_S - намагниченность насыщения, n - концентрация феррочастиц, M_n - концентрационный коэффициент намагниченности, M_H - магнитная восприимчивость, M_T - температурный коэффициент намагниченности, N_d - динамический размагничивающий фактор, $\gamma_* = qTc^2 C_p^{-1}$, $q \equiv -\rho^{-1} \partial \rho / \partial T$ - температурный коэффициент расширения, T - абсолютная температура, c - скорость звука в МЖ, C_p - удельная теплоемкость при постоянном давлении, ω - круговая частота колебаний,

$\tau \equiv \tau_1(1+N_d M_H)^{-1}$ - время релаксации магнитного момента, τ_1 – время релаксации компоненты намагниченности, параллельной вектору напряженности магнитного поля [6].

Выражение для амплитуды индуцируемого сигнала АМЭ с использованием параметра функции Ланжевена $\xi = \mu_0 m_s H / k_0 T$ и с учетом зависимости намагниченности от частоты звуковых колебаний и времени релаксации в развернутом виде имеет вид:

$$\beta_\xi = (cth\xi - \xi^{-1}) \left[\frac{1 - k'(\xi^{-1} - \xi \cdot sh^{-2}\xi)(cth\xi - \xi^{-1})^{-1}}{1 + k''(\xi^{-2} - sh^{-2}\xi)} + (\omega\tau)^2 \right] \left(1 + (\omega\tau)^2\right)^{-1}. \quad (2)$$

где $k' = qc^2/C_p$; $k'' = \frac{N_d \mu_0 n m_s^2}{k_0 T} = \frac{N_d \mu_0 M_s m_s}{k_0 T}$; m_s – магнитный момент частицы; μ_0 – магнитная постоянная.

В формуле (2) в сильных полях ($\xi \rightarrow \infty$) выражение $cth\xi - \xi^{-1}$ обращается в $1 - \xi^{-1}$, а значения $\xi^{-2} - sh^{-2}\xi$ и $\xi \cdot sh^{-2}\xi$ стремятся к 0. По мере приближения к магнитному насыщению магнитного коллоида параметр M_T убывает медленнее, чем M_H . В окрестности магнитного насыщения ($H \rightarrow \infty$) ослабление акустомагнитного эффекта за счет тепловых колебаний и динамического размагничивающего поля описывает функция $Y_+(H)$ [7]:

$$Y_+(H) = \frac{qc^2 k_0 T}{C_p \mu_0 m_s} \cdot \frac{1}{H} + \frac{N_d M_s k_0 T}{\mu_0 m_s} \cdot \frac{1}{H^2} \quad (3)$$

Первый член выражения (3) представляет собой вклад тепловых колебаний, второй член – вклад динамического размагничивающего поля в замедление роста относительной амплитуды индуцируемой ЭДС в окрестности магнитного насыщения. Следовательно, в случае моночастичной дисперсной системы в «больших» полях зависимость $Y_+(H)$ является гиперболой, соответственно $Y_+(H^{-1})$ – отрезком прямой линии. «Равновеликое» ослабление акустомагнитного эффекта динамическим размагничивающим полем и тепловыми колебаниями адиабатной звуковой волны достигается в магнитном поле, напряженность которого может быть оценена по формуле:

$$H_s = N_d M_s C_p / qc^2.$$

Полагая $N_d = 0.3$; $M_s = 50$ кА/м; $C_p = 1787$ Дж/кгК; $q = 0.00068$ 1/К; $c = 864$ м/с, получаем $H_s \approx 52.8$ кА/м. В магнитных полях, превышающих 500 кА/м, первый член превышает второй в 100 раз.

Формула (2) в сильных магнитных полях преобразуется к виду:

$$\beta_\xi = 1 - \xi^{-1} [1 + k'(1 + (\omega\tau)^2)^{-1}] \quad (4)$$

При замене в (4) параметра ξ на величину магнитного поля H , получим тангенс угла наклона конечного участка кривой АМЭ:

$$tg\Omega_1 = -\frac{k_0 T}{\mu_0 m_*} \left[1 + k' \left(1 + (\omega\tau)^2 \right)^{-1} \right]. \quad (5)$$

При $\omega\tau=0$ получается выражение :

$$tg\Omega_2 = -\frac{k_0 T}{\mu_0 m_*} \cdot (1 + k'). \quad (6)$$

Магнитный момент частицы мелкой фракции равен

$$m_* \approx -\frac{k_0 T}{\mu_0} \left[1 + k' \left(1 + (\omega\tau)^2 \right)^{-1} \right] ctg\Omega \quad (7)$$

В работе исследовались образцы магнитных жидкостей на основе высокодисперсного магнетита Fe_3O_4 , стабилизированного олеиновой кислотой в различных жидкостях-носителях: MF-3 на основе минерального углеводородного масла; MF-4 на основе ПЭС-4; MF-5 на основе синтетического углеводородного масла.

Перечисленные объекты синтезированы в научно-исследовательской лаборатории прикладной феррогидродинамики Ивановского государственного энергетического университета. Физические параметры исследуемых образцов МЖ представлены в табл. 1. Применяемые обозначения: ρ – плотность, φ – объемная концентрация твердой фазы, φ_M – объемная концентрация магнитной фазы, χ – начальная магнитная восприимчивость, c – скорость звука в системе «МЖ – стеклянная трубка», η – пластическая вязкость.

Таблица 1

Физические параметры исследуемых образцов МЖ

	ρ , кг/м ³	φ , %	φ_M , %	χ	M_s , кА/м	c , м/с	$q \cdot 10^3$, 1/К	C_p , Дж/кгК	η , Па·с
MF-3	1282	10.3	8.2	2.63	33.6	1005	0.82	1283	0.368
MF-4	1405	10.2	8.2	2.56	34.1	954	0.69	1326	0.630
MF-5	1290	10.4	8.3	2.35	33.4	1024	0.82	1284	1.110

Для всех исследуемых в работе образцов МЖ получены зависимости относительной амплитуды АМЭ от величины магнитного поля в диапазоне частот 20-60 кГц. Величина Y_+ в выражении (3) представляет собой разность между представленными в относительном виде функциями, соответствующими кривой намагничивания и кривой АМЭ. Если, как уже говорилось, отбросить второе слагаемое, то для аргумента $1/H$ эта разность может быть легко вычислена по двум ап-

проксимирующим линейным функциям – рис. 1. Тогда значение углового коэффициента зависимости $Y_+(H^{-1})$ при $H^{-1} \rightarrow 0$, вычисляемого теоретически по формуле

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{qc^2 k_0 T}{C_p \mu_0 m_*}, \quad (8)$$

может быть приравнено к тангенсу угла наклона функции прямой пропорциональности, соответствующей экспериментальным данным.

Соответственно, магнитный момент частицы вычисляется как

$$m_* = \frac{qc^2 k_0 T}{C_p \mu_0 \operatorname{tg} \alpha} \quad (9)$$

Существенным достоинством описываемого метода является то, что в этом случае решается проблема вычитания друг из друга значений двух экспериментальных функций, существенно отличных друг от друга, благодаря чему удается избежать большой погрешности вычислений.

По формулам (5) и (6) были построены графики зависимости тангенсов углов наклона конечных участков кривых АМЭ от частоты в сравнении с экспериментом (пример для MF-4 представлен на рис.2). Можно констатировать наибольшее соответствие экспериментальным данным зависимости $\operatorname{tg} \Omega_2(\nu)$, показанной штриховой линией.

На рис. 3–5 приведены данные о размерах наночастиц мелкой фракции образцов, полученные следующими методами: магнитогранулометрия [8] – черные треугольники; акустогранулометрия [7] – белые квадраты; «разностный» аппроксимационный способ – черные круги. Определение магнитного момента ведется по формуле (9). Данные, полученные методами магнитогранулометрии и акустогранулометрии, в пределах погрешности совпадают. В то же время размеры наночастиц, полученные «разностным» методом, имеют меньшие значения. Необходимо подчеркнуть, что в настоящей работе осуществлялось экспериментальное определение значений C и q . Смещение размеров наночастиц в область меньших значений, полученное «разностным» методом в области магнитного насыщения, также является результатом доминирования в перемагничивании неелевского механизма, в то время как броуновский механизм блокируется сильным внешним полем.

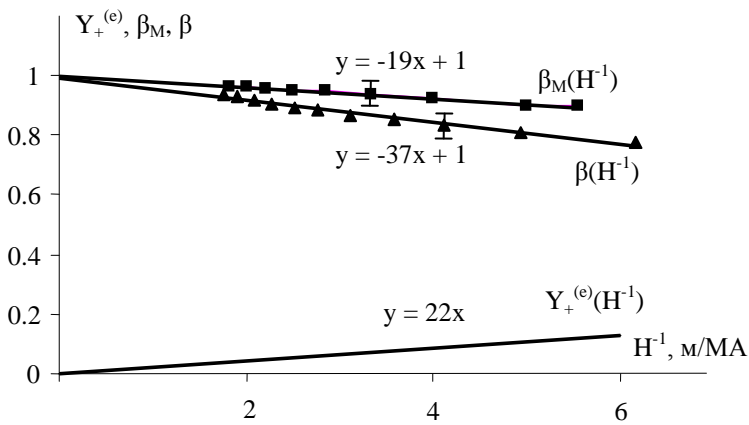


Рис. 1. Определение величины $\text{tg}\alpha$ для образца MF-4

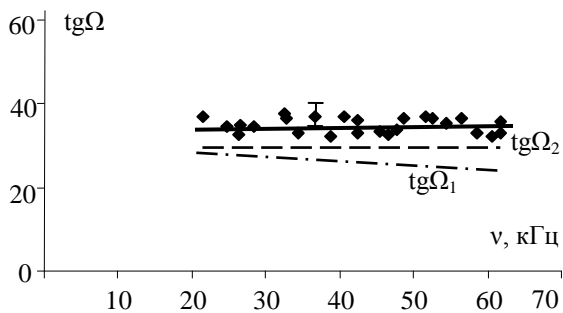


Рис. 2. Тангенсы углов наклона конечных участков кривых АМЭ для образца MF-4

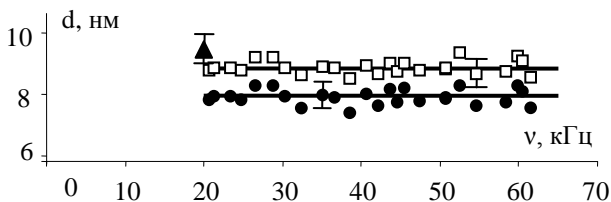


Рис. 3. Размеры наночастиц мелкой фракции образца MF-3

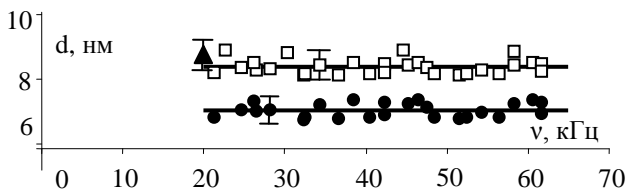


Рис. 4. Размеры наночастиц мелкой фракции образца MF-4

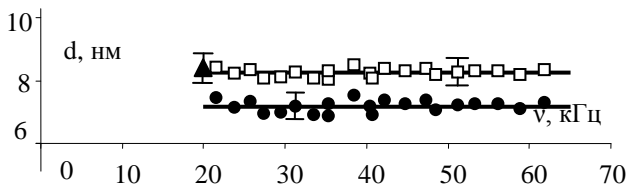


Рис. 5. Размеры наночастиц мелкой фракции образца MF-5

Технологии получения магнитных коллоидов с частицами «нужных» размеров весьма разнообразны. Размер магнитных частиц, в принципе, должен быть достаточно мал, поскольку устойчивость магнитной жидкости как коллоидной системы обеспечивается тепловым движением частиц, предотвращающим их слипание и оседание, а интенсивность такого движения возрастает с уменьшением размера частиц. В то же время частицы не должны быть слишком малы, так как при размерах менее 1-2 нм они теряют магнитные свойства, переходя в парамагнитное состояние. Таким образом, предложенный «разностный» аппроксимационный метод в полях, близких к магнитному насыщению, позволяет получить дополнительную информацию о размерах магнитных наночастиц наиболее мелкой фракции дисперсной системы для сравнительного анализа вновь полученных дисперсных систем и поэтому является достаточно перспективным.

Работа выполнена в рамках проектной части госзадания Министерства образования и науки РФ. Код проекта 3.1941.2014/К.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hartmann U., Mende H.H. Experimental investigation of Néel relaxation effects on magnetostatic properties of a ferrofluid // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1984. V. 45. Issues 2–3. P. 409-414.
2. Wiedenmann A., Gähler R., Dewhurst C. D. [et al.] Relaxation mechanisms in magnetic colloids studied by stroboscopic spin-polarized small-angle neutron scattering // Phys. Rev. 2011. B 84. P. 214303.

-
3. Raikher Yu.L., Stepanov V.I., Bacri J.C. [et al.] Orientational dynamics in magnetic fluids under strong coupling of external and internal relaxations // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2005. V. 289. P. 222-225.
 4. Kruti Shah, Upadhyay R.V., Aswal V.K. Influence of large size magnetic particles on the magneto-viscous properties of ferrofluid // *Smart Materials and Structures*. 2012. V. 21.
 5. Polunin V.M., Storozhenko A.M., Tantsyura A.O. [et al.] Perturbation of magnetization of a magnetic fluid by ultralow thermal fluctuations accompanying a sound wave // *Acoustical Physics*. 2014. V. 60. No. 5. P. 515–520.
 6. Шлиомис М.И. Магнитные жидкости // *Успехи физ. наук*. 1974. Т. 112. № 3. С. 427-459.
 7. Полунин В.М. Акустические свойства нанодисперсных магнитных жидкостей // М.: Физматлит, 2012. – 384 с.
 8. Pshenichnikov A.F., Mekhonoshin V.V., Lebedev A.V. Magneto-granulometric analysis of concentrated ferrocolloids // *J. Magn. Mater.* 1996. V. 161. P. 94-162.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБРАТНОЙ ФЕРРОЭМУЛЬСИИ: ПРЕДЕЛ СЛАБЫХ ВНЕШНИХ ПОЛЕЙ

Субботин И.М.

Уральский Федеральный Университет,
620000, Екатеринбург, пр. Ленина, 51. E-mail: igor.subbotin@urfu.ru

Аннотация: Эта работа посвящена математическому моделированию магнитных свойств обратной ферроэмульсии, являющейся системой микрокапель немагнитной жидкости, взвешенных в магнитной жидкости. Под действием внешнего магнитного поля эти капли растягиваются вдоль направления приложенного поля. Такое поведение более выражено для эмульсий с довольно слабыми значениями межфазного натяжения ($\sim 10^{-6}$ Н/м) и объясняет рост магнитной восприимчивости системы в достаточно слабом внешнем магнитном поле ($\sim 0-0,5$ кА/м) [1]. Аналогичные свойства наблюдаются для прямых ферроэмульсий, в которой феррожидкость используется в качестве дисперсной фазы. В данной работе представлена математическая модель обратной ферро-магнитной эмульсии под влиянием слабого внешнего магнитного поля.

Ключевые слова: математическое моделирование, магнитная эмульсия, магнитная жидкость, магнитная восприимчивость, деформация капель.

MATHEMATICAL MODELING OF AN INVERSE FERROFLUID EMULSION: WEAK-FIELD LIMIT

Subbotin I.M.

Ural Federal University, Lenin av. 51. 620000, Ekaterinburg Russia.
E-mail: igor.subbotin@urfu.ru

Keywords: This work is focused on the mathematical modeling of the magnetic properties of an inverse ferroemulsion, which is a system of nonmagnetic fluid micro droplets, suspended in magnetic fluid carrier. Under the action of an external magnetic field these droplets elongate along the applied field direction. This behavior is pronounced for emulsions with rather weak values of the interfacial tension ($\sim 10^{-6}$ N/m) and provides the growth of emulsion magnetic susceptibility in rather weak external magnetic field ($\sim 0-0.5$ kA/m) [1]. The same feature is known for the direct ferrofluid emulsion, in which a ferrofluid is used as the dispersed phase. But in case of inverse ferroemulsion the magnetic field inside the magnetic fluid is inhomogeneous due to the presence of nonmagnetic droplets. In this work a mathematical model of an inverse ferrofluid emulsion in the case of weak external magnetic field is presented.

Key words: mathematical modeling, ferrofluid emulsion, ferrofluid, magnetic permeability, droplet deformation.



СУББОТИН Игорь Михайлович. Младший научный сотрудник лаборатории математического моделирования физико-химических процессов в многофазных средах института математики и компьютерных наук УрФУ. Закончил Математико-механический факультет УрГУ в 2012 году. Лауреат стипендии Правительства Российской Федерации по приоритетным направлениям модернизации и технологического развития экономики России 2013-2015 года.

Введение

В отличие от случая прямой ферроэмульсии, задача построения математической модели магнитных свойств обратной системы осложнена невозможностью разбиения системы микрокапель на отдельные объекты, в силу того что магнитными характеристиками обладает только жидкость носитель, а дисперсная фаза лишь вносит искажения в конфигурацию поля внутри магнитной жидкости. Таким образом, для моделирования поведения взвеси немагнитных капель в магнито-жидкостном носителе требуется учитывать коллективное искажение поля внутри образца, созданное ансамблем капель дисперсной фазы. В данной работе приводится модель, основанная на обобщении итерационной схемы учета межкапельного взаимодействия и коллективного искажения поля, разработанная для прямых ферроэмульсий [2-3]. Для упрощения модели используются следующие допущения:

- Все капли дисперсной фазы имеют один размер R_d .
- Форма деформированных микрокапель описывается вытянутым эллипсоидом вращения
- Рассматривается область слабых внешних магнитных полей, где может быть применен линейный закон намагничивания ($\chi_f = \text{const}$). Последнее допущение позволяет существенно упростить построение модели и рассмотреть участок начального роста магнитной восприимчивости.

Определение конфигурации поля. итерационная схема

Для определения поля конфигурации поля внутри образца эмульсии находящейся под воздействием внешнего однородного поля H_0 в общем случае требуется решение полной магнитостатической задачи по всему ансамблю немагнитных включений. Данная задача не может быть решена аналитически, а численное решение возможно только для конкретной диспозиции малого числа капель в ограниченном объеме. Для того чтобы избавиться от этих трудностей предлагается следующая схема:

- На первом шаге рассчитывается конфигурация поля внутри деформированной немагнитной капли и искажение во внешнем однородном поле, вызванное её присутствием.

- На втором шаге рассчитывается коллективное искажение поля внутри несущей жидкости с учетом произвольного распределения капель по объему образца и вычисляется эффективное поле, учитывающее это искажение.

- Затем первый и второй шаг повторяются с учетом того, что эффективное поле в образце совпадает с эффективным полем, найденным на предыдущей стадии.

Задача определение искажения создаваемого одной немагнитной деформированной каплей решается аналитически в эллипсоидальных координатах [4]. Результатом её решения получаются следующие выражения для потенциала поля внутри и вне капли:

$$\begin{aligned} \psi_{in} &= -Ha\epsilon\eta\tau \frac{1}{1 + (\mu_i/\mu_\epsilon - 1)n_z(\epsilon)} \\ \psi_{ex} &= -Ha\epsilon\eta\tau \left[1 + \frac{(1 - \mu_i/\mu_\epsilon) \frac{1 - \epsilon^2}{\epsilon^3} \left(\text{Arth} \frac{1}{\eta} - \frac{1}{\eta} \right)}{1 + (\mu_i/\mu_\epsilon - 1)n_z(\epsilon)} \right] \end{aligned} \quad (1)$$

где η , τ – вытянутые эллипсоидальные координаты [5], μ_i , μ_ϵ – магнитная восприимчивость капли и среды соответственно, e , a – эксцентриситет и длинная полуось эллипсоида описывающего деформированную каплю, H – поле в котором она находится, а $n_z(\epsilon)$ – размагничивающий фактор вытянутой эллипсоидальной капли, заданный формулой:

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

Второй шаг предполагает расчет среднего значения искажения поля создаваемого немагнитной каплей в произвольной точке объема образца не занятой каплей. Усреднение по компонентам нормальным к направлению внешнего поля даёт ноль. Усреднение же компоненты направленной вдоль поля даёт следующее выражения эффективного поля внутри объема несущей жидкости:

$$H_{ef} = H_0 + \varphi(1 - \mu_i/\mu_\epsilon)n_z(\epsilon)H_{in}, \quad (3)$$

где φ – объемная концентрация капель, а H_{in} – поле внутри капель, связанное со внешним полем следующим соотношением:

$$H_{in} + (\mu_i/\mu_\epsilon - 1)n_z(\epsilon)H_{in} = H_0. \quad (4)$$

Дальнейший учет межкапельного взаимодействия по описанной схеме даёт следующую зависимость внутреннего поля [2-3]:

$$H_{in} + (1 - \varphi)(\mu_i/\mu_\epsilon - 1)n_z(\epsilon)H_{in} = H_0. \quad (5)$$

И соответственно, выражение (3) с учетом (5) примет следующий вид:

$$H_{ef} = H_0 \left(1 + \frac{\varphi (1 - \mu_i / \mu_e) n_z(\vartheta)}{1 + (1 - \varphi) (\mu_i / \mu_e - 1) n_z(\vartheta)} \right). \quad (6)$$

Видно, что полученное таким образом эффективное поле оказывается однородно и отличается от приложенного магнитного поля лишь своей абсолютной величиной.

Расчет магнитной восприимчивости эмульсии с учетом полученных выражений для полей внутри образца (5, 6) даёт в общем виде следующее выражение:

$$\mu_{em} = \mu_e + \mu_e \frac{(\mu_i - \mu_e) \varphi}{\mu_e + (\mu_i - \mu_e) (1 - \varphi) n_z(\vartheta)}. \quad (7)$$

Формула (7) является хорошо известной формулой Максвелла-Вагнера [6]. График для начальной магнитной восприимчивости эмульсии масла ($\mu_i = 1$) в магнитной жидкости ($\mu_e = 1 + 4\pi\chi_f = 6.4$) представлен на рис.1. Как видно из рисунка график хорошо согласуется с экспериментальными данными [1].

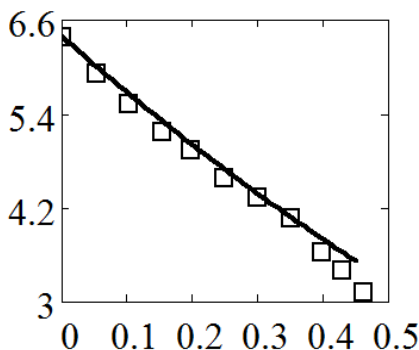


Рис. 1. Зависимость начальной магнитной проницаемости ферроэмульсии от объемной доли микрокапель масла. Экспериментальные данные (квадраты) [1], модель (сплошная линия) (7).

Определение деформации капель

Для корректного описания изменения магнитных свойств эмульсии с ростом внешнего поля необходимо получить выражение для определения степени удлинения капель. Для каждого значения напряженности внешнего магнитного поля деформация капли определяется минимумом свободной энергии системы, состоящей из двух конкурирующих сил: сила поверхностного натяжения, стремящаяся минимизировать площадь межфазной границы, и магнитная сила, стремящаяся минимизировать размагничивающее поле посредством уменьшения

размагничивающего фактора капель, как фактора формы. По сравнению со случаем прямой ферроэмульсии случай обратной системы усложнен тем, что магнитная сила действует не на изолированный объект (каплю), а на несущую среду и поэтому нет возможности разбить систему на совокупность отдельных капель. Таким образом, полная энергия системы с учетом (5,6) имеет вид:

$$F_{\Sigma} = N2\pi\sigma R_d^2(1 - e^2)^{1/3} \left(1 + \frac{\arcsin(e)}{e\sqrt{1 - e^2}} \right) - (V - NV_d) \int_0^{H_0} \chi_f H_{ef} dH_0. \quad (8)$$

В формуле (8) используются следующие обозначения N – число капель, V – объем всей системы, V_d – объем одной капли, σ – коэффициент межфазного поверхностного натяжения, χ_f – магнитная восприимчивость несущей ферожидакости. Первое слагаемое отвечает поверхностной энергии, а второе – магнитной энергии среды.

График изменения магнитной проницаемости эмульсии представлен на рис. 2: (а) для объемной концентрации дисперсной фазы $\varphi = 0.2$, (b) для объемной концентрации дисперсной фазы $\varphi = 0.35$. Точками обозначены экспериментальные данные, кривые соответствуют модели со следующими значениями параметров: магнитная восприимчивость несущей ферожидакости (магнетит в керосине): $\chi_f = 5.4/4\pi$; коэффициент межфазного поверхностного натяжения (авиационное масло – феррожидакость): $\sigma = 5 \cdot 10^{-6}$; Радиус капель дисперсной фазы: $R_d = 5 \mu\text{м}$.

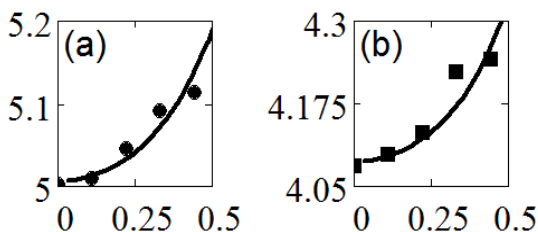


Рис. 2. Зависимость эффективной магнитной проницаемости обратной феррожидакостной эмульсии от напряженности приложенного магнитного поля в области слабых внешних полей

Заключение

В данной работе представлена математическая модель магнитных свойств обратной магнитной эмульсии под воздействием слабого однородного внешнего магнитного поля с учётом взаимного влияния капель дисперсной фазы друг на друга и на напряженность магнитного поля в объеме несущей ферожидакости. Предложенная модель хорошо согласуется с результатами экспериментов.

Agreement no. 02.A03.21.0006, Contract no. 3.12.2014/K

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства Образования и Науки (Соглашение № 02.А03.21.0006, Контракт № 3.12.2014/К).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Диканский Ю.И., Закинян А.Р., Константинова Н.Ю. Журнал технической физики, 2008, Т. 78, № 1, С. 21-26.
2. Ivanov A.O., Kuznetsova O.V., Subbotin I.M. Magnetohydrodynamics, 2013, V. 49, No. 2-4, P. 191–196.
3. Ivanov A.O., Subbotin I.M. Magnetohydrodynamics, 2016, V. 49, No. 2-4, P. 191–196.
4. Ландау Л. Д. и Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред.// М.: Наука, 1982, т. VIII, 620 стр.
5. Корн Г. и Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров.//М.: Наука, 1978, 832 стр.
6. Wagner K.W. ARCHIV FUR ELEKTROTECHNIK, 1914, Berlin, V. 2;3.

ГИСТЕРЕЗИС МАГНИТОСТРИКЦИИ МАГНИТНЫХ ГЕЛЕЙ

Зубарев А.Ю.¹, Чириков Д.Н.²

Уральский федеральный университет имени первого Президента
России Б.Н. Ельцина, 620000, Екатеринбург, Россия
E-mail: A.J.Zubarev@urfu.ru¹, cloud28021985@gmail.com²

Аннотация: Предложена теоретическая модель гистерезиса магнитоstriction магнитных гелей, в состав которых входят намагничивающиеся частицы микронного размера. Гистерезис может быть объяснен объединением частиц в линейные цепочечные агрегаты при увеличении напряженности внешнего магнитного поля и разрывом этих цепочек при уменьшении магнитного поля.

Ключевые слова: феррогели, магнитная деформация.

HYSTERESIS OF MAGNETOSTRICTION OF MAGNETIC GELS

Zubarev A.Yu.¹, Chirikov D.N.²

Ural Federal University named after the first President of Russia
B.N. Yeltsin, 620000, Ekaterinburg, Russia
E-mail: A.J.Zubarev@urfu.ru¹, cloud28021985@gmail.com²

Annotation: We propose a theoretical model of magnetostriction hysteresis in soft magnetic gels filled by micronized magnetizable particles. The hysteresis is explained by unification of the particles into linear chain-like aggregates while the field increasing and rupture of the chains when the field is decreased.

Keywords: ferrogels, magnetodeformation.



ЗУБАРЕВ Андрей Юрьевич окончил физический факультет Уральского государственного университета имени А.М. Горького (УрГУ) в 1979 году. В 1986 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, а в 1993 – диссертацию доктора физико-математических наук по структурно-фазовым превращениям в коллоидных системах. В настоящее время является профессором кафедры математической физики ФГАОУ ВПО «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина». Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей и суспензий поощрялась грантами президента РФ, РФФИ, Рособразованию; грантами научных фондов Франции, Германии, Англии, Испании, научной программы НАТО. В качестве приглашенного профессора неоднократно работал в университетах г. Ницца (Франция), г. Дрезден (ФРГ), г. Гранада (Испания).



ЧИРИКОВ Дмитрий Николаевич окончил ОТИ МИФИ в 2008 году. В 2012 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по теме: «Вязкоупругие свойства магнитных жидкостей» по специальности «Теоретическая физика». С 2010 г. по настоящее время работает в УрФУ имени Б.Н. Ельцина. Научно-исследовательская работа поощрялась грантами РФФИ, РНФ, Рособразования и УрФУ.

Композиты на основе нано- или микроразмерных частиц в полимерной матрице представляют новый класс магнитоуправляемых мягких материалов, которые именуется как феррогели, ферроэласты, магнитоактивные эластомеры и т.д. Эти системы вызывают значительный интерес у учёных и инженеров в связи с уникальным набором физических свойств, ценных для многих промышленных и биомедицинских применений.

Эксперименты демонстрируют сильные гистерезисные эффекты в феррогелях с мягкой упругой матрицей (см., например, [1, 2]). Так, широкие гистерезисные петли зависимости напряжение – деформация были исследованы в [1], когда феррогель был помещён в однородное магнитное поле. В противоположность этому, линейная зависимость напряжения от деформации наблюдалась в [1] для одних и тех же образцов без воздействия магнитного поля.

Гистерезисная зависимость магнитострикции гелей (удлинение под действием поля) была обнаружена в [1, 2]. Подобная форма кривых зависимости намагничённости образца от приложенного магнитного поля также была проиллюстрирована в работе [1]. Примечательно, что гистерезис намагничённости не наблюдался для сухого порошка магнитного наполнителя. Для феррогелей ширина кривых гистерезиса увеличивается с уменьшением модуля Юнга образца.

Последние результаты показывают, что физическая причина гистерезисных эффектов заключается в перегруппировке, под действием магнитного поля, частиц в упругой матрице. Действительно, наблюдения в [1] показывают, что частицы, которые изначально равномерно распределены, объединяются в цепочечные агрегаты, когда гель помещают в магнитное поле.

Объединение частиц в цепочки и другие агрегаты в *жидких магнитных суспензиях* хорошо известное явление, которое было изучено во многих работах (см., например, [3, 4]). Однако, насколько нам известно, перегруппировка в упругой матрице намагничивающихся частиц, образование внутренних гетерогенных структур, а также влияние этих структур на макроскопические свойства мягких магнитных композитов ещё не изучены на сегодняшний день. В то же время, эти яв-

ления представляют значительный интерес как с научной точки зрения, так и с точки зрения практического применения этих магнитных материалов.

Мы предлагаем простую модель образования цепочечных структур в системе намагничивающихся частиц микронного размера, внедренных в мягкую полимерную упругую матрицу и оценку зависимости деформации композита от приложенного магнитного поля.

Рассмотрим магнитный гель, состоящий из идентичных сферических намагничивающихся частиц микронного размера, помещенных в несжимаемую гелевую матрицу. Мы предполагаем, что матрица была синтезирована при условии, когда напряженность магнитного поля равна нулю. Таким образом, частицы изначально равномерно распределены в геле.

Для максимального упрощения математической части задачи, мы будем использовать основные идеи иерархической модели [5] формирования цепочек в магнитореологических суспензиях, в сочетании с решёточной моделью, часто используемой в статистической физике газовых и жидких систем [6].

В рамках решёточной модели, мы будем предполагать, что первоначально частицы расположены в узлах кубической решетки. Пусть одна из осей решетки направлена вдоль приложенного магнитного поля H_0 .

Оценим длину кубической решетки l , предполагая, что объемная концентрация частиц в нашей модели равна концентрации частиц φ в реальном композите. Получаем уравнение:

$$\frac{v_p}{l^3} = \varphi \text{ or } l = a \left(\frac{4\pi}{3\varphi} \right)^{1/3}. \quad (1)$$

Здесь $v_p = 4\pi a^3/3$ – объем частицы; a – радиус частицы. Очевидно, что условие $l > 2a$, которое отражает невозможность взаимного проникновения частиц, должно быть выполнено.

Мы принимаем во внимание взаимодействие между частицами, расположенных только вдоль оси, параллельной приложенному магнитному полю. Анализ показывает, что непосредственное применение решеточной модели, где частицы расположены точно в узлах решетки, приводит к очень грубому описанию процесса образования цепочечных агрегатов, так как это приближение не учитывает статистического характера взаимного расположения частиц.

Для того, чтобы адаптировать нашу решеточную модель к реальным системам со случайным пространственным распределением частиц, мы будем предполагать, что центр каждой частицы, с равной ве-

роятностью, принадлежит отрезку, направленному вдоль вектора напряжённости магнитного поля \mathbf{H}_0 . Длина этого отрезка равна $l - 2a$, центр которого совпадает с узлом ячейки в решётке.

Следуя идеям иерархической теории [5], рассмотрим процесс образования цепочек как объединение отдельных частиц в дублеты; затем – объединение дублетов в «квартеты» и т.д. Центр каждого дублета принадлежит отрезку длина которого равна $2(l - 2a)$, а центр совпадает с серединой между узлами решетки, в которых расположены одиночные частицы. Аналогичные предположения справедливы для центров «квартетов», и т.д.

В иерархическом подходе каждая цепочка состоит из $n = 2^k$ частиц, где k – номер стадии образования цепочечного агрегата.

Определим число частиц n в цепочках на основе равенства упругой и магнитной силы между двумя цепочками. Упругую силу мы оцениваем на основе линейного закона Гука деформации упругой матрицы. Магнитная сила была оценена на основе следующих трех предположений. Во-первых, мы используем модель диполь-дипольного взаимодействия между частицами. Во-вторых, мы предлагаем, что намагниченность однородна по всему объёму частицы. Далее, для максимальной простоты вычислений мы ограничимся линейным законом намагниченности материала частиц.

Наш анализ показывает, что формирование цепочечных агрегатов, при увеличении магнитного поля, происходит при более высоком значении напряжённости магнитного поля, чем при уменьшении поля. Следовательно, длина цепочек обладает гистерезисной зависимостью от приложенного поля.

Теоретические результаты работ [7, 8], показывают, что магнито-стрикция феррогелевого образца определяется следующими двумя факторами. Первый из них есть размагничивающий форм-фактор, который стремится растягивать образец вдоль приложенного поля. Вторым фактором является изменение магнитной восприимчивости образца из-за взаимного расположения частиц после деформации образца. Этот фактор зависит от среднего размера цепочечных агрегатов и способствует сжатию образца.

Плотность свободной энергии образца \mathcal{F} можно представить в виде суммы плотностей магнитной $\mathcal{F}^{(m)}$ и упругой $\mathcal{F}^{(el)}$ свободной энергии [9]:

$$\mathcal{F} = \mathcal{F}^{(el)} + \mathcal{F}^{(m)}, \quad \mathcal{F}^{(el)} = \frac{E_c \varepsilon^2}{2}, \quad \mathcal{F}^{(m)} = \mathcal{F}_0^{(m)} + A\varepsilon, \quad (2)$$

$$\mathcal{F}_0^{(m)} = -\frac{\mu_0 \chi H_0^2}{2(1 + \chi N)}, \quad A = \frac{\mu_0 H_0^2 (\chi^2 N' - \chi')}{2(1 + \chi N)^2}$$

Здесь ε – деформация образца; χ – магнитная восприимчивость феррогеля; N – размагничивающий фактор для геометрической формы композита; E_c – модуль Юнга образца. Производные χ' и N' берутся по переменной ε .

Модуль Юнга образца при высокой концентрации сферических частиц может быть рассчитан по хорошо известной формуле [10]:

$$E_c = \frac{3\pi E}{16[1 - (6\varphi/\pi)^{2/3}]}. \quad (3)$$

Здесь E – модуль Юнга упругой матрицы. Таким образом, плотность свободной энергии образца можно записать следующим образом:

$$\mathcal{F} = \mathcal{F}_0^{(m)} + A\varepsilon + \frac{E_c \varepsilon^2}{2}. \quad (4)$$

Условие равновесия композита эквивалентно условию минимума свободной энергии композита, а значит и минимума плотности свободной энергии. Поэтому, чтобы рассчитать деформацию композита, нужно продифференцировать выражение (4) по ε и приравнять производную к нулю. Таким образом, мы получаем конечную расчётную формулу для деформации:

$$\varepsilon = -\frac{A}{E_c}. \quad (5)$$

Как магнитная восприимчивость феррогеля, так и её изменение зависят от размера цепочек в композите. Относительное удлинение образца ε зависит от размера цепочечных агрегатов, поэтому ε имеет гистерезисный характер при увеличении и дальнейшем уменьшении магнитного поля. Результаты расчета деформации композита, а также сравнение расчётных данных с экспериментами [1], показаны на рис. 1.

Таким образом, в данной работе представлена теоретическая модель гистерезисной зависимости магнитострикции от приложенного магнитного поля. Этот гистерезис объясняется объединением частиц в линейные цепочечные агрегаты, когда напряженность магнитного поля увеличивается и разрывом этих агрегатов при уменьшении напряженности магнитного поля.

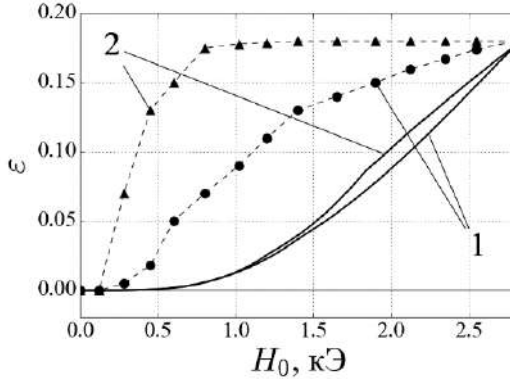


Рис. 1. Гистерезис деформации сферического феррогеля φ как функция от напряженности внешнего магнитного поля H_0 . Параметры системы: объемная концентрация частиц $\varphi = 0.30$; модуль Юнга упругой матрицы $E = 35$ кПа; начальная магнитная восприимчивость материала частиц $\chi_p = 100$; 1 – магнитное поле возрастает; 2 – магнитное поле убывает; точки – результаты эксперимента experiment; сплошные линии – результаты нашей теории

Работа была выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ 14-08-00283, 16-58-12003, 16-53-12009, 16-32-00019 мол_a и программы министерства образования и науки, проект 3.12.2014/К.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. G. Stepanov, D. Borin, Yu. Raikher, P. Melenev and N.S. Perov // J. Phys.: Condens. Matter, 2008, 20, 204121
2. G. Diguët, E. Beaunon and J.Y. Cavaille // J. Magnetism and Magnetic Materials, 2010, 322, 3337
3. G. Bossis, O. Volkova, S. Lacis, A. Meunier // in Ferrofluids, Magnetically Controllable Fluids and Their Application, edited by S. Odenbach (Springer, Berlin, 2002).
4. P. Ig, S. Odenbach // in Colloidal Magnetic Fluids. Basics, Development and Application of Ferrofluids (Ed. S. Odenbach), Lectures Notes in Physics, Springer, 2009, P.249
5. H. See and M. Doi // J. Phys. Soc. Jpn. 1991, 60, 2778.
6. T.L. Hill // Statistical Mechanics – Principles and Selected Applications, Courier Corporation, 2013.
7. A. Zubarev // Physica A 392, 2013, 4824–4836.
8. A. Zubarev, Ashraf S. Elkady // Physica A 413, 2014 400–408.
9. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц Теоретическая физика: Т. VIII. Электродинамика сплошных сред. 4-е изд. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. – 656 с.
10. Р. Кристенсен Введение в механику композитов. М.: МИР, 1982.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КОНЦЕНТРИРОВАННЫХ ФЕРРОЖИДКОСТЕЙ: ВЛИЯНИЕ ПОЛИДИСПЕРСНОСТИ

Соловьева А.Ю.¹, Втулкина Е.Д., Гольдина О.А.

ФГАОУ ВО «Уральский федеральный университет имени первого
Президента России Б.Н. Ельцина», г. Екатеринбург, Россия,
E-mail: anita_zy@mail.ru¹

Аннотация: В данной работе предложена статистическая модель высококонцентрированных полидисперсных феррожидкостей. Аналитический подход основан на модифицированной теории среднего поля второго порядка [А.О. Ivanov, O.B. Kuznetsova, Colloid J. 68 (2006) 430–440]. Для увеличения точности аналитического выражения намагниченности был вычислен вклад энергии диполь-дипольного взаимодействия в парную функцию распределения до 2-го порядка включительно. Полученное выражение намагниченности хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Ключевые слова: феррожидкость, полидисперсность, намагниченность, начальная магнитная восприимчивость, магнитогранулометрический анализ.

MAGNETIC PROPERTIES OF CONCENTRATED FERROFLUIDS: THE EFFECT OF POLYDISPERSITY

A.Yu. Solovyova¹, E.D. Vtulkina, O.A. Goldina

Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia,
E-mail: anita_zy@mail.ru¹

Abstract: A statistical model of highly concentrated polydisperse ferrocolloids is proposed. The study approach is based on the second-order modified mean-field theory [A.O. Ivanov, O.B. Kuznetsova, Colloid J. 68 (2006) 430–440]. To increase the accuracy of the analytical expression of the magnetization we calculate the contribution of the dipole-dipole interaction energy up to the 2nd order in the pair distribution function for ferroparticles system. Comparison theory with experimental data showed a good agreement of results.

Keywords: ferrofluid, polydispersity, magnetization, initial magnetic susceptibility, magnetogranulometric analysis.



СОЛОВЬЕВА Анна Юрьевна учится на 2 курсе аспирантуры Института математики и компьютерных наук Уральского федерального университета, работает лаборантом-исследователем на кафедре математической физики УрФУ. Имеет 20 научных публикаций, в том числе 4 статьи в иностранных журналах.



ВТУЛКИНА Екатерина Дмитриевна учится на 2 курсе аспирантуры Института математики и компьютерных наук Уральского федерального университета, работает лаборантом-исследователем на кафедре математической физики УрФУ. Имеет 7 научных публикаций, в том числе 1 статью в иностранном журнале.



ГОЛЬДИНА Ольга Александровна окончила магистратуру Института математики и компьютерных наук Уральского федерального университета в 2016 году. Имеет 5 научных публикаций, в том числе 2 статьи в иностранных журналах.

В первой половине 2000-х был синтезирован образец очень концентрированной феррожидкости [1], который демонстрировал аномально высокие магнитные характеристики: при низких температурах $T \sim 230 - 240$ К наблюдались значения начальной магнитной восприимчивости $\chi \sim 100 - 120$. Только недавно удалось описать полученные измерения в работе [2], где главной идеей был учет полидисперсности на уровне второго вириального коэффициента в разложении χ по степеням восприимчивости Ланжевена χ_L :

$$\chi = \chi_L \left[1 + \frac{4\pi\chi_L}{3} \left(1 + \frac{\Lambda^2}{25} \right) + \frac{(4\pi\chi_L)^2}{144} \right], \quad \chi_L = \frac{n \langle m(x)^2 \rangle_x}{3kT}. \quad (1)$$

Параметр Λ здесь имеет смысл эффективного параметра диполь-дипольного взаимодействия для полидисперсной феррожидкости и имеет достаточно сложную структуру, включая двойное усреднение по диаметрам магнитных ядер:

$$\Lambda = \frac{1}{\langle m(x)^2 \rangle_x^2 kT} \sqrt{\left\langle \left\langle \frac{m(x)^4 m(y)^4}{[(x+y+4l)/6]^6} \right\rangle_x \right\rangle_y}, \quad \langle \dots \rangle_x = \int_0^\infty \dots f(x) dx, \quad (2)$$

где kT – тепловая энергия, $m(x) = M_0 \pi x^3 / 6$ – магнитный момент феррочастицы, x – диаметр магнитного ядра феррочастицы, l – толщина немагнитного слоя, $f(x)$ – функция распределения диаметров магнитных ядер.

Формула (2) была протестирована на других образцах феррожидкости высокой концентрации [3] и также показала отличное согласие с экспериментальными данными, предсказывающими высокие значения начальной магнитной восприимчивости при низких температурах. Однако выражение для намагниченности $M(H) = \chi H$, $H \rightarrow 0$, соответствующие формуле (2), еще не было получено. В данной работе подход для расчета намагниченности, предложенный в [4], был расширен с помощью учета вклада энергии диполь-дипольного взаимодействия в пар-

ную функцию распределения до 2-го порядка включительно, что позволило вычислить дополнительное слагаемое в намагниченности полидисперсной феррожидкости.

Модель

Модельная феррожидкость представляет собой полидисперсную систему, состоящую из N дипольных твердых сфер с однородно намагниченным ядром диаметра x , покрытым немагнитным слоем толщины l . Феррочастицы предполагаются однородно распределенными по всему объему феррожидкости V при температуре T с плотностью $n=N/V$. Предполагаем также, что форма контейнера с феррожидкостью представляет собой цилиндр, вытянутый вдоль направления внешнего магнитного поля \vec{H} . В этом случае можно пренебрегать эффектами размагничивания и считать внутреннее поле в среде совпадающим с внешним полем \vec{H} . Ось OZ лабораторной системы координат расположена вдоль оси цилиндра (направления поля), а начало координат находится в центре сосуда.

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

$$U_S(ij) = \begin{cases} \infty, & r_{ij} < d_{ij} \\ 0, & r_{ij} \geq d_{ij} \end{cases}, \quad U_D(ij) = - \left[\frac{3(\vec{m}_i \cdot \vec{r}_{ij})(\vec{m}_j \cdot \vec{r}_{ij})}{r_{ij}^5} - \frac{(\vec{m}_i \cdot \vec{m}_j)}{r_{ij}^3} \right], \quad (3)$$

где r_{ij} – радиус-вектор частицы i к j , $d_{ij} = (x_i + x_j + 4l) / 2$. Для описания взаимодействия магнитного момента феррочастицы с внешним магнитным полем используется одночастичный потенциал: $U_m(i) = -m_i H \cos \omega_i$ – энергия Зеемана, где $m_i \cos \omega_i$ – это Z -компонента магнитного момента $\vec{m}_i(m_i, \omega_i, \xi_i)$.

Расчет эффективного поля

Согласно работе [4], эффективное поле H_e , создаваемое внутри феррожидкости при учете диполь-дипольного межчастичного взаимодействия, определяется потенциалом $\Psi(\omega_1)$ для случайно выбранной частицы с номером 1, чей магнитный момент расположен под углом ω_1 к магнитному полю H :

$$\Psi(\omega_1) = \alpha_p^e \cos \omega_1, \quad \alpha_p^e = m_p H_e / kT,$$

$$M(H) = M_L(H_e) = n \int_0^\infty m(x) f(x) L\left(\frac{m(x) H_e}{kT}\right), \quad L(\alpha) = \coth \alpha - \frac{1}{\alpha},$$

где p обозначает номер фракции, которой принадлежит частица с номером 1, а $M_L(H_e)$ содержит усреднение по всем фракциям. Первая

итерация процедуры вычисления потенциала $\Psi(\omega_1)$, описанная в работе [4], позволяет определить линейную по концентрации зависимость:

$$\Psi(\omega_1) = \alpha_p \cos \omega_1 - \frac{n}{kT} \sum_s v_s \int d\omega_1 \int d\Omega_2 \int dr_2 \frac{dU_d(12)}{d\omega_1} \tilde{g}_2(12), \quad (4)$$

$$d\Omega_2 = \frac{1}{4\pi} \frac{\alpha_s}{\sinh \alpha_s} \exp(\alpha_s \cos \omega_2) \sin \omega_2 d\omega_2 d\xi_2,$$

$$dr_2 = r_2^2 dr_2 \sin \theta_2 d\theta_2 d\varphi_2,$$

где частица с номером 2 принадлежит фракции s , а $v_s = N_s / N$. Операторы усреднения $d\Omega_2$ и dr_2 содержат усреднения по всевозможным положениям частиц в системе и ориентациям их магнитных моментов. Парная корреляционная функция $\tilde{g}_2(12)$ учитывает многочастичные диполь-дипольные взаимодействия. В рамках теории [2] необходимо использовать разложение функции $\tilde{g}_2(12)$ до 2го порядка по энергии $U_D(12)$:

$$\tilde{g}_2(12) = \exp[-\beta U_s(12)] \{1 - \beta U_D(12) + [-\beta U_D(12)]^2 / 2\},$$

где $\beta = 1/kT$. Используя формулу (7) при интегрировании (6) и учитывая результат второй итерации, проделанной в работе [4], а также ограничиваясь только основными вкладами в намагниченность на начальном участке, можно получить следующее выражение для расчета эффективного поля H_e :

$$\begin{aligned} M(H) &= M_L(H_e), \\ H_e &= H + \frac{4\pi}{3} M_L(H) + \frac{(4\pi)^2}{144} M_L(H) \frac{\partial M_L(H)}{\partial H} + \\ &+ \frac{4\pi}{3} \frac{n}{25} \left(\frac{m(x)}{kT} \right)^2 \int_0^\infty \frac{m(y)^3 f(y)}{[(x+y+4l)/6]^6} L\left(\frac{m(y)H}{kT} \right) dy. \end{aligned} \quad (5)$$

Магнитогранулометрический анализ

Выражение для намагниченности (7) было использовано при описании экспериментальных данных, измеренных для высококонцентрированного образца феррожидкости на базе декана [3]:

1. Намагниченность насыщения M_∞ и числовая концентрация n исследуемого образца были определены при сопоставлении экспериментальных данных в больших полях со следующей асимптотикой:

$$M(H) = \left(M_\infty - \frac{nkT}{H} \right) \left(1 + \frac{4\pi nkT}{3 H^2} \right), \quad H \rightarrow \infty.$$

Средний магнитный момент при этом был вычислен из равенства $\langle m \rangle = M_\infty / n$.

2. Функция распределения диаметров магнитных ядер была описана Гамма-распределением:

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

где параметры распределения α и x_0 были определены из выражения для среднего магнитного момента $\langle m \rangle = M_0 \pi (x_0)^3 (\alpha+1)(\alpha+2)(\alpha+3) / 6$ и сопоставления теоретической и экспериментально измеренной начальной магнитной восприимчивости при температуре $T_0 = 295\text{K}$.

Результаты

Результаты магнитогранулометрического анализа для образца феррожидкости на базе декана при $T_0 = 295\text{K}$ следующие:

$$M_\infty = 105.02 \text{ kA/m}, \quad n = 27.68 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}, \quad \alpha = 9.83, \quad x_0 = 0.97,$$

$$4\pi\chi_L = 8.1, \quad 4\pi\chi = 50.5, \quad \langle m \rangle = 3.79 \times 10^{-19} \text{ A/m}^2, \quad \langle x \rangle = 9 \text{ nm}.$$

На рис. изображена кривая намагничивания (7) в сравнении с экспериментальными данными из статьи [3]. Можно отметить отличное согласование результатов.

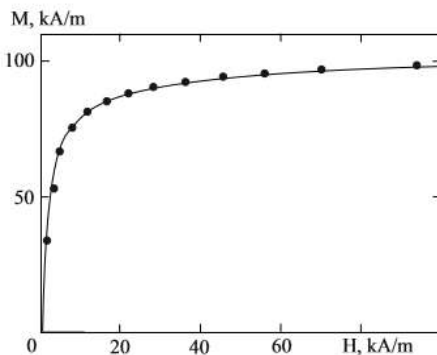


Рис. Намагниченность феррожидкости на базе декана. Точками обозначены данные физического эксперимента [3], кривая соответствует аналитическому выражению (7).

Заключение

Разложение парной функции распределения с точностью до второго порядка по энергии диполь-дипольного взаимодействия позволило увеличить точность выражения намагниченности в модифицированной теории среднего поля второго порядка [4]. Полученное выражение намагниченности (7) соответствует выражению начальной магнитной восприимчивости (1), рассчитанной для полидисперсной феррожидкости в работе [2]. В комплексе формулы (1) и (7) могут быть использованы для магнитогранулометрического анализа высококонцентрированных полидисперсных феррожидкостей.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-31-00089 мол_а.

СПИСОКЛИТЕРАТУРЫ

1. **A. Pshenichnikov, A. Lebedev.** Low-temperature susceptibility of concentrated magnetic fluids // J. Chem. Phys., 2004. – Vol. 121. – P. 5455–5467.
2. **A.O. Ivanov, E.A. Elfimova.** Low-temperature magnetic susceptibility of concentrated ferrofluids: the influence of polydispersity // J.Magn.Magn. Mater., 2015. – Vol. 374. – P. 327–332.
3. **O. A. Goldina, A. Lebedev, A. Ivanov, E. A. Elfimova.** Temperature dependence of initial magnetic susceptibility of polydisperse ferrofluids: a critical comparison between experiment and theory // Magnetohydrodynamics, 2016. – Vol. 52. – P. 35–42
4. **A. Ivanov, O. Kuznetsova.** Magnetogranulometric analysis of ferrocolloids: second-order modified mean field theory // Colloid J., 2006. – Vol. 68. – P. 430–440.

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ЗАРОЖДЕНИЯ И РОСТА ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СТРУКТУР ПРИ ПЕРЕПОЛЯРИЗАЦИИ

Кожевников В.М., Ларионов Ю.А., Чуенкова И.Ю.
ФГАОУВО «Северо-Кавказский федеральный университет».
г. Ставрополь, Российская федерация
. E-mail: kvm@stv.runnet.ru

Аннотация: В работе представлены результаты исследования ампер-временных характеристик слоя магнитодиэлектрического коллоида. Показано, что особенности временных и частотных характеристик коллоида связаны с формированием диффузионного приэлектродного слоя, объемный заряд которого усиливает локальное электрическое поле у электрода и стимулирует окислительно-восстановительные процессы.

Ключевые слова: магнитодиэлектрический коллоид, магнитная жидкость, диэлектрическая проницаемость, объемный заряд, магнитное и электрическое поле, электрический ток, окислительно-восстановительные процессы

REGULARITIES OF INITIATION AND GROWTH OF SURFACE STRUCTURES WITH CHANGING POLARIZATION

Kozhevnikov V.M., Larionov Y.A., Chuenkova I. Y.
North-Caucasus Federal University, Stavropol, Russian Federation

Keywords: In the work we present the research of ampere-time characteristics of magnetodielectric colloid layer. The time and frequency characteristics are influenced diffusion layer, which increases the volume charge of local electric field and stimulating nearby electrode redox processes.

Key Words: magnetodielectric colloid, magnetic liquid, dielectric permittivity, volumetric charge, the magnetic and electric field, electric current, redox processes

Установлено, что структурообразование в тонком слое магнитной жидкости (МЖ) и влияние на него размерного фактора электрода при воздействии постоянного или переменного электрического поля низкой частоты, связано с формированием и деформацией электрически заряженной поверхности границы раздела жидких сред [1]. Особенности формирования микрокапельной структуры, толщинные зависимости критического поля E_c и полей активации носителей, электропроводности объясняются существованием у поверхности пленки особых слоев, отличающихся по своим свойствам от объема. Выяснению структуры и свойств поверхностных слоев посвящено большое число работ [2 – 5, и др.], однако вопрос об их природе все еще остается предметом дискуссии.

Экспериментальные методы исследования переполяризации приэлектродного слоя можно разделить на две группы: а) электрические, основанные на регистрации и анализе токов протекающих через ячейку с МЖ во время переполяризации; б) визуального наблюдения динамики структурной перестройки приэлектродного слоя.

Для наблюдений была использована плоскопараллельная стеклянная ячейка с электропроводящим покрытием $\text{In}_2\text{O}_3\text{SnO}_2$, электроды были выполнены частично перекрывающимися. В качестве объекта исследования была взята магнитная жидкость с наноразмерными частицами магнетита на основе кerosина с концентрацией твердой фазы 4–7 %, толщина слоя составляла 30 – 150 мкм.

При воздействии на ячейку импульсами напряжения прямо угольной формы с крутыми передними фронтами исследовались интегральные характеристики переполяризации: максимальное значение тока переключения I_T , соответствующее ему время t_m , время переключения t_s , а также перенесенный и накопленный заряд; полевые зависимости скорости роста структур: главным образом, при непосредственном наблюдении динамики агрегатов в процессе переполяризации и скорость роста структурных образований V_s определялась по их смещениям за время действия импульса.

Экспериментально установлено, что при напряжениях, превышающих 10 В, АВ-зависимость тока через ячейку имеет выраженный максимум (рис. 1). С увеличением напряжения время достижения экстремума тока уменьшается, а его величина возрастает. Экспериментальные данные по отражению и пропусканию света слоем МЖ показали существование зависимости оптических характеристик поверхностного слоя МЖ от воздействия электрического и магнитного полей, что связано с формированием приграничного слоя с повышенной концентрацией магнитных частиц и структурной перестройкой в нем. Установлено, что время формирования концентрационного слоя дисперсной фазы у электродов, определенное по оптическому отклику отраженного света, согласуется с постоянной времени формирования объемного заряда ($\tau_{\text{диф}} \sim 0,1$ с). Это подтверждает вывод о роли миграции дисперсных частиц на формирование объемного заряда.

Исследования в импульсных полях показали, что для пленки МЖ характерно существование порогового поля переключения E_p , ниже которого переполяризация приэлектродного слоя не происходит. Кроме того, наблюдались заметные отличия формы и параметров импульсов тока переключения в области слабых полей.

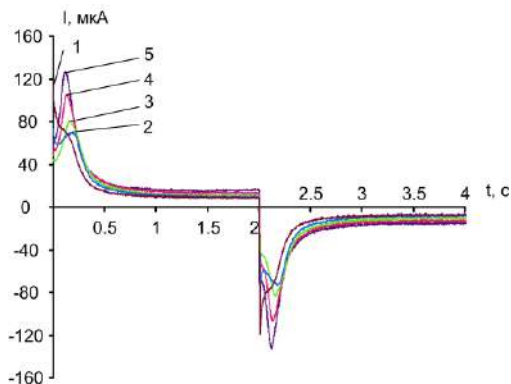


Рис. 1. Зависимость тока в ячейке с коллоидом при подаче двуполярных импульсов напряжения ($h = 40$ мкм) $U_{и}$: 1 – 10 В; 2 – 12 В; 3 – 15 В; 4 – 20 В; 5 – 25 В

Приведенные на рис. 2 осциллограммы иллюстрируют разновидности импульсов тока переключения, типичные для ячейки с МЖ. Интересно проследить за формированием импульсов тока ячейки $i_s(t)$ при увеличении напряженности поля вблизи E_p . При $E \sim E_p$ на фоне зарядного тока линейной емкости появляется составляющая тока переключения (рис. 2, а). По мере повышения E вклад тока переключения растет, импульс растягивается во времени и увеличивается по амплитуде (рис. 2, б), площадь под кривой достигает величины, соответствующей максимуму переключающейся поляризации. На контуре появляется характерный «горб» (рис. 2, б), и в итоге импульс приобретает классическую форму с выраженным максимумом, который при дальнейшем повышении E растет, t_s соответственно уменьшается.

При многократной подаче знакопеременных импульсов напряжения с амплитудой превышающей 10 В на ячейку с МЖ ампер-временные зависимости тока через ячейку с МЖ носят немонотонный характер, а при напряжениях, превышающих 12 В имеют выраженный максимум, зависящий от толщины слоя. С увеличением напряжения время достижения экстремума тока уменьшается, а его величина возрастает. При увеличении толщины слоя от 20 до 110 мкм положение экстремума смещается в сторону больших времен, а его величина уменьшается (рис. 3). При увеличении толщины слоя свыше 110 мкм во всем диапазоне исследуемых напряжений ($U \leq 25$ В) экстремум не наблюдается. При увеличении температуры слоя ($T = 333$ К) время достижения экстремума уменьшается.

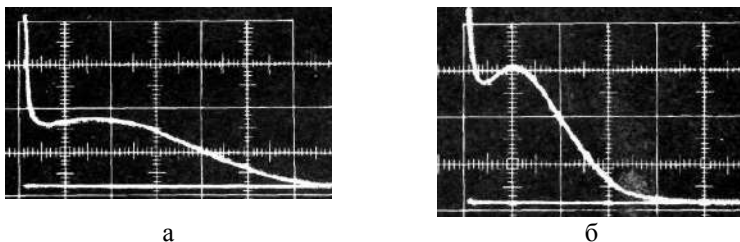


Рис. 2. Эволюция формы импульсов тока $i_s = f(t)$ ячейки с МЖ при увеличении амплитуды переключающих импульсов напряжения

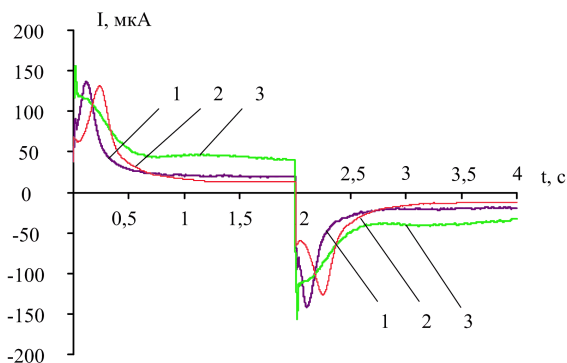


Рис. 3. Зависимость тока в ячейке с магнитоэлектрическим коллоидом при подаче знакопеременных импульсов напряжения ($U_m = 25$ В) при различной толщине слоя: 1 – 20 мкм; 2 – 40 мкм; 3 – 110 мкм.

При увеличении температуры слоя ($T = 333$ К) время достижения экстремума уменьшается (рис. 4).

При многократных воздействиях импульсным напряжением, не превышающим 6 В, величины накапливаемого и перенесенного заряда в слое коллоида остаются постоянными. Увеличение напряжения выше 7 В приводит к нестабильности величин накапливаемого и перенесенного зарядов в ячейке с коллоидом. Отмечается снижение величин накапливаемого и перенесенного зарядов, причем с увеличением прикладываемого напряжения снижение во времени более значительное. Это объясняется возникновением ЭГД-течений в ячейке с коллоидом, образованием и трансформацией концентрационных структур дисперсной фазы в приэлектродной области, в результате чего часть объема жидкости постепенно «выключалась» из процесса переполаризации.

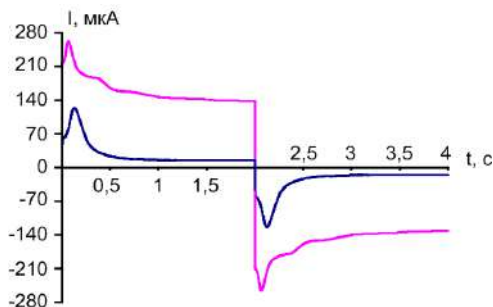


Рис. 4. Зависимость тока в ячейке с магнитоэлектрическим коллоидом при подаче знакопеременных импульсов напряжения ($U_m = 25$ В) при различной температуре: 1 – $T = 293$ К; 2 – $T = 333$ К

Из полевых зависимостей $I_m(E)$ и $t_s(E)$ определялось поле активации процесса переполаризации. Зависимости максимального тока I_T и времени переключения t_s от напряженности поля в области слабых полей, приблизительно до $1,5 \cdot 10^6$ В·м⁻¹, выполняется экспоненциальный закон

$$I_m \sim t_s^{-1} = A \exp\left(-\frac{\gamma}{E}\right) \quad (1)$$

где γ – поле активации $0,4 \cdot 10^6$ В·м⁻¹. Величина γ уменьшается с увеличением температуры и зависит от толщины пленки d.

Оптические наблюдения показали, что при переполаризации происходит образование в приэлектродной области большого числа микрокапельных агрегатов и последующего быстрого роста их. В интервале полей $0,06$ – $1,5 \cdot 10^6$ В·м⁻¹ скорость роста структурных образований в приэлектродном слое V_s связана с напряженностью поля также соотношением вида

$$V_m = B \exp\left(-\frac{\gamma^2}{E}\right), \quad (2)$$

где γ^2 – поле активации роста агрегатов, B – предельная скорость. Отмеченный одинаковый характер зависимостей скорости роста структурных образований $V_s(E)$ и $t_s(E)$, позволяет предположить, что какая-то часть γ в законе изменения $t_s(E)$ связана с ростом структурных агрегатов.

Если пересчитать температурные зависимости проводимости магнитной жидкости в координатах $\lg \sigma - 1/T$, предварительно положив, что электропроводность определяется формулой [7]:

$$\sigma = \sum_{i=1}^n A_i e^{-\frac{V_i}{kT}}, \quad (3)$$

где $A = N_0 q^2 l f / 6kT$, N_0 – число ионов в 1 см^3 ; q – заряд иона; l – средняя длина свободного пробега; f – частота колебаний иона в возбужденном состоянии, составляющая $10^{13} - 10^{14}$ Гц; k – постоянная Больцмана; T – температура по Кельвину; V – энергия активации. По экспериментальным данным (рис. 5) можно рассчитать значение энергии активации носителей заряда

$$V_i = \frac{\text{tg} \alpha_i \cdot k}{0,434}, \quad (4)$$

где $\text{tg} \alpha$ – угол наклона линейных участков зависимости. Рассчитанные значения энергии активации носителей зарядов в магнитной жидкости для различных диапазонов температур приведены в таблице.

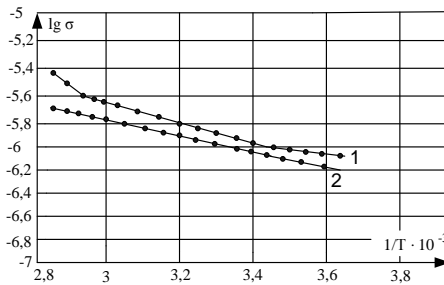


Рис. 5. Зависимость $\lg \sigma$ от $1/T$. Объемная концентрация магнетита: 1 – 2,49%, 2 – 2%.

Таблица

$N_{\text{пп}}$ С%	1 2,49%			5 2%	
t^0 ,	70-80	70-15	15-0	80-40	40-0
V, эВ	0,426	0,239	0,118	0,235	0,163

Полученные значения энергии активации электропроводности нельзя считать действительными, так как метод определения справедлив для случая прямолинейности зависимости $\lg \sigma - 1/T$. Поэтому в случае нелинейности, полученные значения активации для линейных участков называют «кажущейся энергией активации». «Кажущаяся энергия активации» используется для характеристики энергетических свойств полимеров [7]. Это связывается с влиянием на электропроводность, как и на другие кинетические свойства, изменения структуры жидкости.

При помещении измерительной ячейки в жидкий азот (температура жидкости опускалась до -180°C) и последующим нагревом до 0°C измерялась эффективная электропроводность. Ниже -70°C все образцы магнитной жидкости имеют одну и ту же величину электропроводности. Энергия активации носителей электрического заряда в этом диапазоне температур составляет порядка 1 эВ. Можно считать, что эта энергия соответствует энергии активации собственных носителей электрических зарядов. Энергия активации, полученная в диапазоне $0 - 80^{\circ}\text{C}$, значительно меньше энергии активации собственных носителей электрических зарядов. Этот факт указывает в основном на примесный характер проводимости исследуемых образцов магнитной жидкости. Полная электропроводность магнитной жидкости будет

$$\sigma = A e^{-\frac{V}{kT}} + A_A e^{-\frac{V_A}{kT}}. \quad (5)$$

Таким образом, экспериментальные данные и их теоретическая интерпретация свидетельствуют, что носителями тока в магнитных жидкостях являются различные частицы, каждая со своей «энергией активации».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кожевников В.М. Динамика изменения границы магнитной жидкости в приэлектродной области [Текст] / В.М. Кожевников, Ю.А.Ларионов, И.Ю. Чуенкова. – Сборник трудов 16-й Международной Плеской научной конференции по нанодисперсным магнитным жидкостям, Иваново: ИЭГУ, 2014. – С. 199 – 203.
2. Kozhevnikov V.M. Obtaining the structured magnetic fluids in an electric field and their technical applications [Текст] / V.M.Kozhevnikov, Yu.A. Larionov, I.Yu Chuenkova., M.I.Danilov // *Magneto hydrodynamics*, 2004. – Vol. 40. – №. 3. – P. 269 – 280.
3. Диканский Ю.И. Структурные превращения в магнитной жидкости в электрическом и магнитном полях [Текст] / Ю.И. Диканский, О.А Нечаева. // *Коллоидный журнал*, 2003. – Т.65. – № 3. – С. 1 – 5.
4. Кожевников В.М. Структурная неустойчивость тонкого слоя магнитной жидкости в постоянном и переменном электрических полях [Текст] / В.М.Кожевников, Ю.А. Ларионов, И. Ю. Чуенкова, Т.Ф. Морозова. – Сборник трудов 15-й Международной Плеской конференции по магнитным жидкостям, Иваново: ИЭГУ, 2012. – С. 99 – 103.
5. Чеканов В.В. Динамика образования и разрушения слоя наночастиц вблизи электрода в электрическом поле [Текст] / В.В.Чеканов, Е.А Бондаренко, А.А. Гетманский // *Нанотехника*, 2009. – Т.17.– Вып.1. – С.83 – 90.
6. Кожевников В.М. Аномалия ампер-временных характеристик тонкого слоя магнитной жидкости [Текст] / В.М. Кожевников, Ю.А.Ларионов, М.С.Демин.– Сборник трудов 14-й Международной Плеской конференции по магнитным жидкостям, Иваново: ИЭГУ, 2010. – С. 218 – 223.
7. Сажин Б.И. Электропроводность полимеров. М.-Л.: Химия, 1965, с. 160.

О РАСПРОСТРАНЕНИИ СЛАБЫХ МГД-УДАРНЫХ ВОЛН ПО ПРОИЗВОЛЬНОМУ СТАТИЧЕСКОМУ ФОНУ

Голубятников А.Н., Ковалевская С.Д.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Механико-математический факультет,
Научно-исследовательский институт механики,
119992, ГСП-2, Российская Федерация, Москва, Мичуринский пр. 1
E-mail: golubiat@mail.ru

Аннотация. В рамках идеальной магнитной гидродинамики рассматривается одномерная нестационарная задача о движении плоской слабой ударной волны (УВ), вызванной, например, движением идеально проводящего поршня, по неоднородному статическому фону при наличии вмороженного поперечного магнитного поля. Уравнение состояния газа — произвольно, движение считается адиабатическим. Выведены явные формулы для скорости и ускорения газа за УВ, которые позволяют при заданном фоне полностью провести анализ ее поведения.

Ключевые слова: магнитная гидродинамика, слабая ударная волна, поперечное поле, неоднородный статический фон.

ON THE MOTION OF WEAK MHD SHOCK WAVES ON ARBITRARY STATIC BACKGROUND

Golubiatnikov A.N., Kovalevskaya S.D.

Department of Mechanics and Mathematics,
Institute of Mechanics, M.V. Lomonosov Moscow State University,
119992, 1 Michurinskiy Prospekt, Moscow, Russian Federation
E-mail: golubiat@mail.ru

Abstract: Within the framework of ideal magnetohydrodynamics the motion of plane weak shock wave on non-homogeneous static background in presence of transverse magnetic field is considered. Formulas for the velocity and acceleration of gas on the shock wave are deduced and researched.

Keywords: magnetic hydrodynamics, weak shock wave, transverse field, non-homogeneous static background.

ГОЛУБЯТНИКОВ Александр Николаевич, профессор кафедры гидромеханики МГУ, ведущий научный сотрудник НИИ механики МГУ, доктор физико-математических наук (1999), специалист широкого профиля в области механики сплошной среды. Имеет 305 научных публикаций.

КОВАЛЕВСКАЯ София Дмитриевна, аспирантка механико-математического факультета МГУ, младший научный сотрудник НИИ механики МГУ. Имеет 15 публикаций.

1. Введение. Процессы ускорения УВ за счет падения начальной плотности могут иметь место как в атмосферах звезд, так и планет, подвергающихся локальному нагреву или ионизации. Этот эффект в рамках газовой динамики был обнаружен еще Л.И. Седовым в 1950-е годы [1] при решении задачи о сильном взрыве в среде с переменной плотностью $\rho \sim X^{-\omega}$, $\omega \in (1, 3)$ в отсутствие противодействия. С другой стороны, с учетом начального постоянного давления падение плотности автоматически приводит к повышению скорости звука и, следовательно, скорости ударной волны, но здесь возникают трудности, связанные с неавтономностью. Тем более, все усложняется наличием внешних или собственным силовым полям.

Задача о движении УВ в общем случае может быть решена путем разложения закона движения газа и давления в ряды Тейлора по специальной временной переменной, равной нулю на УВ, с коэффициентами, зависящими от массы слоя газа. Если УВ достаточно сильная, то эти коэффициенты последовательно определяются как рациональные функции скорости движения УВ по массе, начального фона и их производных. Затем производится отыскание коэффициентов ряда для времени движения УВ по массе через заданные коэффициенты ряда Тейлора движения поршня по времени. Отметим, что все эти ряды содержат знаменатель вида $M^2 - 1$, где M — число Маха УВ относительно фона.

Если начальная скорость поршня мала, УВ будет, по крайней мере, какое-то время слабой, и ряды расходятся в силу $M^2 \rightarrow 1$. Поэтому для описания движения такой волны сначала отдельно решается задача со слабым разрывом (скорость газа на УВ точно равна нулю), а для ускорения газа на УВ получается обыкновенное дифференциальное уравнение Риккати, которое явно решается с определением произвольной постоянной по начальному ускорению поршня. Все последующие дифференциальные уравнения первого порядка для определения высших производных по времени закона движения газа, а также гидродинамического и магнитного давлений линейны. Если начальное ускорение поршня положительно, то со временем возможно опрокидывание слабого разрыва.

Далее данное решение для слабого разрыва используется для исследования асимптотики поведения слабой УВ, созданной поршнем, с произвольным начальным ускорением, но малой начальной скоростью. Установлен критерий затухания или роста ее амплитуды. В частности, для однородного фона отсюда следуют все классические результаты, известные в газовой динамике и магнитной гидродинамике по затуха-

нию УВ, причем с явным указанием коэффициентов, связанных с движением поршня [1-5].

2. Уравнения и условия на разрыве. Рассмотрим более общую модель среды с уравнением состояния $p = p(w, m)$, где p — давление, w — удельный объем и m — масса слоя в расчете на единицу площади поперечного сечения. Введем ударную переменную $\tau = t - t_s(m)$, где $t_s(m)$ — время движения УВ по массе. Пусть $x(\tau, m)$ — закон движения среды, тогда $v = \dot{x}_\tau$ — ее скорость и

$$w = x_m - \dot{t}_s v = 1/\rho \quad (2.1)$$

где ρ — плотность. Нижние индексы обозначают частные производные, штрихом — обыкновенная производная по m .

Уравнения движения имеют вид

$$v_\tau + p_m - \dot{t}_s p_\tau = p'_0(m) \quad (2.2)$$

где нулем отмечено давление в среде перед ударной волной, производная от которого играет роль удельной массовой силы. Например, при наличии постоянного поля тяжести $p_0 = g(m_0 - m)$, где m_0 — полная масса среды (ось x направлена вверх).

При $\tau = 0$ на разрывах переменных v , p выполняются условия

$$x = x_0(m), \quad v = \dot{t}'_s(p - p_0) \quad (2.3)$$

где x_0 определяет, по существу, начальное распределение массы по координате.

Отметим, что в переменных m , τ все производные по m от непрерывных величин также непрерывны.

Кроме этого, сохранение потока энергии дает

$$v^2/2 + U - p v \dot{t}'_s = U_0, \quad p = -U_w \quad (2.4)$$

где $U(w, m)$ — удельная внутренняя энергия среды. Это условие с учетом непрерывности для слабых УВ функции U от m при разложении по степеням $p - p_0$ до второго порядка включительно (теорема Цемплена в магнитной гидродинамике [6]) оказывается для наших целей даже излишним. Оно важно при построении точных решений (п. 5).

Закон движения поршня (без отрыва от среды) при $t_s(0) = 0$ имеет вид

$$x_p = x(t, 0) = \alpha_1 t + \alpha_2 t^2 / 2 + \dots$$

Начальная скорость поршня $\alpha_1 \geq 0$ асимптотически мала, во всяком случае, по сравнению с начальной скоростью звука на поршне. Все остальные коэффициенты порядка 1 и могут иметь разные знаки.

3. Распространение слабого разрыва. Пусть коэффициент движения поршня $\alpha_1 = 0$. Тогда вдоль направления x пойдет слабый разрыв, на котором скорость и давление непрерывны: $v = 0$, $p = p_0$.

Удельный объем $W = X_0'$. Производная $t_s' = 1/b_0 > 0$, где $b^2 = -p_w$ — квадрат скорости звука по массе. Далее мы предполагаем среду нормальным газом [7], для которого выполняются неравенства $p > 0$, $p_w < 0$ и $p_{ww} > 0$. Вычислим на разрыве, используя (2.1) и определение b_0 ,

$$p_\tau = p_w(v_m - v_\tau / b_0) = b_0 v_\tau.$$

Откуда следует, что уравнение (2.2) удовлетворяется на поверхности слабого разрыва при любом значении ускорения $a = v_\tau$. Условия (2.3) также удовлетворены.

Чтобы найти на разрыве величину a , продифференцируем по τ уравнение (2.2), что дает

$$v_{\tau\tau} + (p_\tau)_m - t_s' p_{\tau\tau} = 0 \quad (3.1)$$

Вычислим на разрыве

$$p_{\tau\tau} = p_{ww}(v_m - v_\tau / b_0)^2 + p_w(v_{\tau m} - v_{\tau\tau} / b_0) \quad (3.2)$$

где также полагаем $v_m = 0$. Все коэффициенты вычисляются по статическому фону. Подставляя результат (3.2) в (3.1) и сокращая члены с $v_{\tau\tau}$, получим уравнение

$$\begin{aligned} -(p_w a / b_0)' - (1/b_0)(p_{ww} a^2 / b_0^2 + p_w a') &= 0, \text{ или} \\ 2b_0 a' + a b_0' - (1/b_0^3) a^2 &= 0 \end{aligned} \quad (3.3)$$

– уравнение Риккати, которое делением на a^2 сводится к линейному. Решая последнее, найдем

$$\frac{1}{a} = b_0^{1/2} \left(C_2 - \int_0^m \frac{P_{ww}}{2b_0^{9/2}} dm \right) \quad (3.4)$$

А также есть особое решение (3.3) $a = 0$.

При известном ускорении поршня α_2 найдем постоянную

$$C_2 = 1 / (\alpha_2 b_0^{1/2}(0)).$$

Второе решение отвечает случаю $\alpha_2 = 0$. Тогда, используя ту же процедуру, следует вывести уравнение для последующего члена, который в результате равен $v_{\tau\tau} = C_3 / b_0^{1/2}$. К этому же результату приходим и для любого разрыва высшего порядка, когда все предыдущие производные по τ равны нулю.

Отметим, что при любом α_2 , как это следует из продолжений путем дифференцирования по τ формулы (3.2), все последующие члены вида $v_{\tau}^{(k)}$, $k = 2, 3, \dots$, удовлетворяют линейным уравнениям.

"Опрокидывание" слабого разрыва на фронте при $t > 0$ согласно (3.4) возможно только тогда, когда скобка обращается в нуль. Это невозможно при $\alpha_2 \leq 0$, но при положительном начальном ускорении поршня обращение скобки в нуль зависит от свойств фона, то есть от скорости роста соответствующего интеграла.

4. Слабая ударная волна. Решение со слабой УВ строится как приближение к решению со слабым разрывом. Найдем линейную поправку к производной \dot{t}'_s . В силу (2.1), (2.3) имеем

$$v = (1 / \dot{t}'_s)(w_0 - w) = \dot{t}'_s(p - p_0) = \dot{t}'_s(p_w(w - w_0) + (1/2)p_{ww}(w - w_0)^2$$

Исключая из этих равенств $W - W_0$, получим

$$\dot{t}'_s = \frac{1}{b_0} - \frac{p_{ww}v}{4b_0^4} \quad (4.1)$$

Формула (4.1), в частности, позволяет приближенно вычислить скорость ударной волны

$$D = \frac{x_0'}{t_s'} = c_0 + \frac{P_{ww}V}{4\rho_0 b_0^2}$$

где $c_0 = b_0 / \rho_0$ — обычная скорость звука фона.

Вернемся к уравнению движения (2.2), рассмотрим его на поверхности УВ и линеаризуем относительно скорости V , удерживая конечным известное ускорение a (3.4). Малая поправка к нему, очевидно, сокращается. В результате получим

$$a - p_w(w, m)(v_m - at_s')t_s' + p_m = p_0'$$

Разложение членов при a дает

$$1 + p_w(w, m)(t_s')^2 = -\frac{P_{ww}V}{2b_0^3}$$

Окончательно имеем

$$2b_0v' + b_0v - \frac{P_{ww}av}{2b_0^3} = 0 \quad (4.2)$$

Решение уравнения (4.2) есть

$$v = \frac{C_1}{b_0^{1/2}} \exp \int_0^m \frac{P_{ww}a}{4b_0^4} dm \quad (4.3)$$

К этой формуле следует присоединить определение функции $a(m)$ (3.4). Произвольная постоянная определяется движением поршня $C_1 = \alpha_1 b_0^{1/2}(0)$.

Формула (4.3) сразу позволяет установить условие затухания слабой УВ: $a < 0$. При $C_2 \leq 0$ для нормального газа оно выполняется автоматически. Если $C_2 > 0$, то до момента опрокидывания скорость газа за УВ будет расти, возможно, оставаясь в случае достаточно медленного роста интеграла малой.

Отметим, что в случае однородного фона, который исследовался многими авторами [1-5], формулы (3.4), (4.3) при $C_2 \leq 0$ независимо от уравнения состояния всегда приводят при $m \rightarrow \infty$ к степени затухания $v \sim 1/\sqrt{m}$. Уже тут есть ранее неизвестная тонкость, кроме отсутствия внешних полей $p_0' = 0$, — все это невозможно при положительном ускорении поршня из-за неизбежного опрокидывания слабого разрыва.

5. Магнито-гидродинамические ударные волны. В рамках идеальной магнитной гидродинамики в задаче об одномерном распространении плоской УВ в поперечном магнитном поле давление представляет собой сумму давления газа p_g и магнитного давления p_m . Ограничимся случаем совершенного газа. Тогда

$$p = p_g + p_m = \frac{f(m)}{w^\gamma} + \frac{H_0^2(m)w_0^2}{8\pi w^2}$$

где f – энтропийная функция и H_0 – величина в замороженном магнитного поля, непрерывная на УВ в силу отсутствия в природе магнитных токов. При этом

$$b^2 = \rho(\gamma p_g + 2p_m), \quad p_{ww} = \rho^2(\gamma(\gamma+1)p_g + 6p_m)$$

В силу этих соотношений очевидно, что в формулах (3.4), (4.3) нет никакого разделения эффектов, отдельно связанных как с давлением газа, так и давлением магнитного поля. Они не делимы даже в случае вычисления ускорения газа на слабом разрыве.

Обратим внимание на класс точных решений уравнений магнитной гидродинамики совершенного газа, описывающих эффект ускорения ударной волны при падении начальной плотности газа с учетом силы тяжести $-g$, который, был построен в [8, 9]. Данный класс решений содержит одну произвольную функцию от m , которой можно считать, например, начальное магнитное поле H_0 . Начальное распределение $x_0(m)$ определяется.

С этим множеством решений можно сравнить полученные выше формулы.

Закон движения среды имеет вид $x = Vt + at^2/2 + u(m)$, где V , a -- постоянные, что отвечает твердотельному движению газа с постоянным ускорением. При этом переменные W , p_g , p_m зависят только от массы.

Начальное итекущее распределения полного давления равны

$$p_0 = g(m_0 - m), \quad p = (a + g)(m_0 - m).$$

Из условия (2.3) легко определить время движения УВ по массе

$$t_s = \frac{Vm}{a(m_0 - m)}$$

где m_0 – полная масса системы.

Для полного решения задачи конечно нужно использовать еще непрерывность потока энергии (2.4) и закона движения $x = x_0$. В частности, при отсутствии магнитного поля имеем

$$D = \left(\frac{\gamma+1}{2} a + \gamma g \right) \left(t + \frac{V}{a} \right),$$
$$x_0 = \left(\frac{\gamma+1}{2} a + \gamma g \right) \frac{V^2}{2a^2} \left(\frac{m_0^2}{(m_0 - m)^2} - 1 \right)$$

Последняя формула показывает, что начальная плотность

$$\rho_0 = (x'_0)^{-1} \sim x^{-3/2}.$$

Степень ее убывания укладывается в интервал Л.И. Седова (1, 3) [1].

Заключение. Таким образом, новый подход к решению задачи о слабом разрыве, основанный на разложении в рамках магнитной гидродинамики решения с плоскими волнами в ряды Тейлора по ударному времени, позволяет эффективно вывести следующие формулы: точно для ускорения слабого разрыва и затем приближенно — для скорости и амплитуды слабой УВ, распространяющейся по произвольному статическому фону. Эти формулы указывают на затухание УВ только при неположительном начальном ускорении создающего ее поршня, а в случае положительного ускорения на рост амплитуды и возможность опрокидывания слабого разрыва.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 14-01-00056, 15-01-00361).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике // М.: Наука, 1981. 448 с.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика // М.: Наука, 1986. 736 с.
3. Коробейников В.П. Задачи теории точечного взрыва // М.: Наука, 1985. 400 с.
4. Луговцов А.А. Распространение слабых ударных волн в магнитном поле // Прикладная механика и техническая физика. 1966, No 4., с. 91-93.
5. Коробейников В.П. Затухание слабых магнитогидродинамических ударных волн // Магнитная гидродинамика. 1967. No 2., с. 25-30.
6. Куликовский А.Г., Любимов Г.А. Магнитная гидродинамика. М.: Логос, 2005. 328 с.
7. Черный Г.Г. Газовая динамика // М.: Наука, 1988, 424 с.
8. Голубятников А.Н., Ковалевская С.Д. Класс точных решений задачи об ускорении ударной волны в магнитном поле // Тр. 16-й Междун. Плесской конф. по нанодисперсным магнитным жидкостям. Иваново: Изд-во ИГЭУ, 2014, с. 227-232.
9. Голубятников А.Н., Ковалевская С.Д. К ускорению ударных волн в магнитном поле // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2014, № 6, с. 164-168.

ЯЧЕЕЧНАЯ МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ И ПОТОКОВ ДИСПЕРСНОГО МАТЕРИАЛА В ЦИРКУЛЯЦИОННОМ РЕАКТОРЕ

Митрофанов А.В.¹, Tannous K.² Camelo A.¹

¹ ФГБОУВО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина»,
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34, Российская Федерация
Факс: (4932)385701; E-mail: mizonov46@mail.ru

² University of Campinas, Av. Albert Einstein, 500,
13083-852 - Campinas, Brazil, E-mail: katia@feq.unicamp.br

Аннотация: Целью исследования является построение простой, но информативной модели для описания распределения концентрации частиц и их потоков в циркуляционном реакторе с псевдооживленным слоем. Модель базируется на теории цепей Маркова. Дисперсный материал представлен смесью двух фракций: исходный материал и продукты его обработки в реакторе. Движение частиц через реактор и через канал рециркуляции описано матрицами переходных вероятностей. Поток частиц из реактора разделяется на готовый продукт и возврат, который направляется в канал рециркуляции и затем на вход реактора. Выполнена оценка влияния эффективности классификатора на качество готового продукта, а также влияния клапана, регулирующего поток возврата в реактор. Показано, что при определенном сочетании параметров процесса может быть потеряна устойчивость рециркуляции.

Ключевые слова: циркуляционный реактор с псевдооживленным слоем, дисперсный материал, бинарная смесь, эффективность классификатора, ячеечная модель, вектор состояния, матрица переходных вероятностей.

A CELL MODEL OF FORMATION OF CONCENTRATION AND FLOWS OF DISPERSED MATERIAL IN A CIRCULATING REACTOR

Mitrofanov A.V.¹, Tannous K.² Camelo A.¹

¹Ivanovo State Power Engineering University, 153003, Ivanovo,
Rabfakovskaya 34, Russian Federation

Fax: (4932)385701; E-mail: mizonov46@mail.ru

²Chemical Engineering School, University of Campinas, Av. Albert Einstein, 500 (Cidade Universitária), 13083-852 - Campinas-SP, Brazil
E-mail: katia@feq.unicamp.br

Abstract: The objective of the study is to develop a simple but informative model to describe particulate solids concentration distribution and their flows in a circulating fluidized bed reactor. The model is based on the theory of Markov

chains. The dispersed material is presented as a mixture of two fractions: a feed material and product of its treatment in the reactor. The travel of particles through the reactor and downer are described with the matrices of transition probabilities. The outflow from the reactor is separated into two products: the finish product and the return that is directed to the downer and then to the inlet of the reactor. The influence of classifier efficiency on the finish product quality is estimated as well as the influence of the valve controlling the return inflow to the reactor. It is shown that at certain combination of the process parameters the stability of circulation can be lost.

Key words: circulating fluidized bed reactor, particulate solids, binary mixture, classifier efficiency, cell model, state vector, matrix of transition probabilities.

МИТРОФАНОВ Андрей Васильевич, к.т.н., доцент, доцент кафедры прикладной математики ИГЭУ. Имеет более 30-ти публикаций различного уровня по проблемам псевдооживления дисперсных материалов, 2 монографии, 3 патента на полезные модели и 4 зарегистрированных программы для ЭВМ. Является научным руководителем аспиранта и гранта РФФИ.

TANNOUS Katia – доктор химической инженерии, профессор факультета химической инженерии университета г. Кампинас, Бразилия. Известный специалист в области псевдооживления, автор многочисленных публикаций и монографий, главный редактор журнала “Brazilian Journal of Chemical Engineering”.

CAMELO Arnold (Камело Арнольд) – аспирант кафедры прикладной математики ИГЭУ. Направление его исследования - моделирование процессов в псевдооживленном слое с частицами меняющихся свойств.

Применение циркуляционных реакторов является одним из перспективных направление повышения их производительности и качества получаемых продуктов. Типовым представителем реакторов такого типа является циркуляционный реактор с псевдооживленным слоем, в котором могут осуществляться разнообразные процессы по теплофизической и химической переработке дисперсных материалов, например, получение сверхтонких фракций путем истирания исходного материала, сушка и грануляция, проведение химических реакций «газ-частицы». Принцип работы такого реактора заключается в том, что частицы пребывают в восходящем потоке газа до тех пор, пока проходящие в нем процессы не уменьшат скорость витания частиц до такой величины, что они станут выноситься газом из реактора. В циркуляционном реакторе допускается вынос и крупных частиц, которые затем отделяются классификатором и направляются обратно в реактор для повторной обработки. Вместе с тем, совокупность процессов, протекающих в циркуляционном кипящем слое, представляет собой достаточно сложную систему с обратными связями, что затрудняет создание достоверных методов их расчета и проектирования.

Для решения этой задачи предлагаются разнообразные математические модели, однако нельзя не отметить, что получаемые при этом

решения оказываются мало информативными с технологической точки зрения и содержат явные или скрытые подгоночные параметры, что сильно затрудняет их идентификацию, тем более, что экспериментальные работы по исследованию процесса по его локальным состояниям немногочисленны и относятся в основном к собственно кипящему слою, а не ко всей циркуляционной системе. Кроме того, численные эксперименты с такими моделями требуют больших затрат машинного времени.

На наш взгляд, адекватным математическим инструментом моделирования и расчета процессов в циркуляционном кипящем слое является теория цепей Маркова и построенные на ее основе ячеечные модели. Они позволяют с одной стороны описывать процессы по их локальным состояниям и учитывать все их физико-химические особенности, а с другой – имеют незначительное по сравнению с упомянутыми выше моделями время расчетов, измеряемое минутами. Общие принципы построения таких моделей для описания процессов в дисперсных средах приведены в работах [1,2]. Настоящая статья является логическим продолжением нашей работы [3], в которой описано и экспериментально обосновано применение теории цепей Маркова к моделированию гидродинамики дисперсной фазы в прямоточном кипящем слое.

Принципиальная схема циркуляционного реактора и его ячеечная модель схематично показана на рис.1. Дисперсный материал представлен смесью двух фракций: исходный материал и продукты его обработки в реакторе, образующиеся в результате протекающих в нем физико-химических процессов, происходящих из-за взаимодействия частиц с подаваемым в реактор потоком газа.

В одномерной ячеечной модели высота реактора и канала рециркуляции разбита на m ячеек идеального перемешивания, а текущее распределение содержания частиц по высоте представлено вектором столбцом $\mathbf{S}=\{S_j\}$ размером $m \times 1$, где j – номер ячейки, отсчитываемы снизу. Состояние процесса фиксируется в дискретные моменты времени $t_k=(k-1)\Delta t$, где Δt – продолжительность временного перехода, а k – его порядковый номер (дискретный аналог текущего времени).

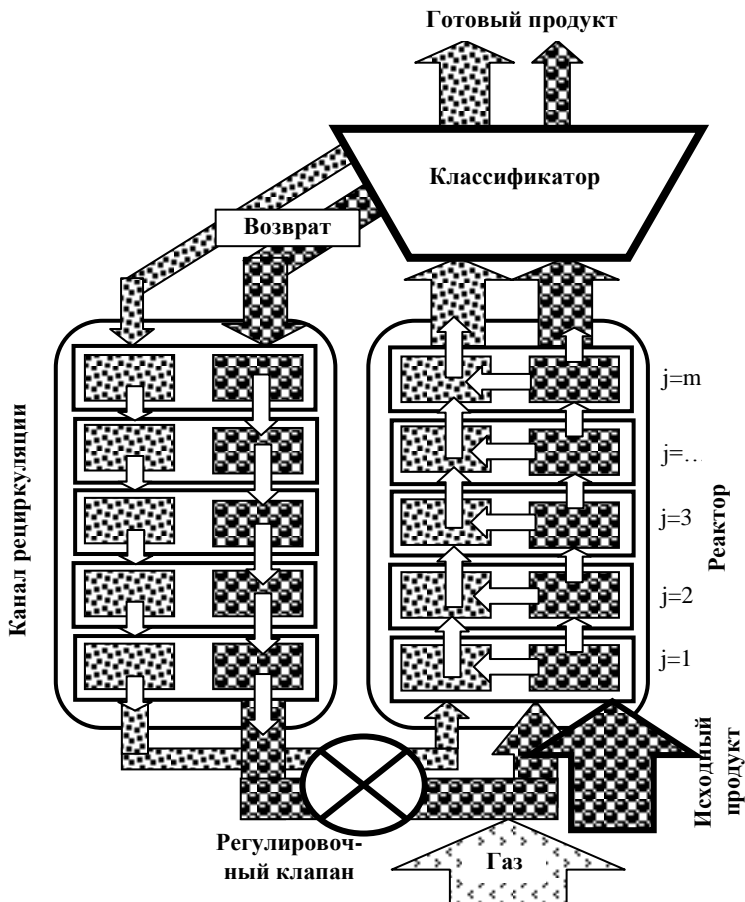




Рис.1. Технологическая схема циркуляционного реактора и его ячейечная модель:

 потоки исходного продукта;
  потоки продукта реакции

Для каждой фракции, характеризуемой скоростями витания V_{s1} (исходный материал) и V_{s2} (продукты реакции), сформирована своя цепь ячеек. Исходный материал подается в первую ячейку цепи 1 реактора и под действием восходящего потока газа, имеющего скорость в свободном сечении реактора W_0 , движется вверх, постепенно переходя во фракцию 2, которая обычно бывает легче и движется вверх с более высокой скоростью. Из реактора выходят два потока частиц 1 и 2, которые попадают в классификатор, где большая часть фракции 2 и меньшая часть фракции 1 выводятся в готовый продукт, а остальное

направляется в канал рециркуляции. Здесь частицы осаждаются тоже с разной скоростью, достигают его основания и через регулировочный клапан подаются снова на вход реактора. Очевидно, что в этом потоке присутствуют обе фракции: в незначительном количестве фракция 2 и в большем количестве фракция 1. Заметим, что при идеальном классификаторе циркулировать будет только фракция 1.

Эволюция состояния процесса (распределения материала по ячейкам) в закрытой цепи описывается рекуррентным матричным равенством:

$$\mathbf{S}^{k+1} = \mathbf{P}\mathbf{S}^k, \quad (1)$$

где \mathbf{P} – матрица переходных вероятностей, в которой j -й столбец принадлежит j -й ячейке. В нем содержатся вероятности переходов в течение Δt из этой ячейки в соседние ячейки, а также вероятность остаться в ней самой. Вероятности переходов разделены на симметричную (диффузионную) часть $d=D\Delta t/\Delta x^2$, где D – коэффициент макродиффузии, Δx – высота ячейки, и несимметричную (конвективную) часть $v=V\Delta t/\Delta x$, где V – скорость движения частиц в потоке газа. Определенные зависимости для расчета V (или v) является одной из основных задач моделирования. В работе [1] для ее расчета предложена формула, учитывающая наличие частиц в ячейке

$$v_j^k = w_0 \left(\frac{1}{1 - \varepsilon \frac{S_j^k}{S_{\max}}} - \frac{v_s^k}{w_0} \right), \quad (2)$$

где $w_0=W_0\Delta t/\Delta x$, W_0 – скорость газа в сечении пустого реактора, $v_s=V_s\Delta t/\Delta x$, V_s – скорость витания частицы, S_{\max} – максимально возможное содержание частиц в ячейке при их плотности упаковки ε .

В соответствие с принятой расчетной схемой состояние материала в ячейках реактора характеризуется двумя векторами состояния \mathbf{S}_{r1} и \mathbf{S}_{r2} . В течение каждого временного перехода содержание фракции 1 в реакторе уменьшается, а фракции 2 увеличивается: $\mathbf{S}_{r2}^k := \mathbf{S}_{r2}^{k-1} + \alpha \mathbf{S}_{r1}^{k-1}$ и $\mathbf{S}_{r1}^k := \mathbf{S}_{r1}^{k-1} - \alpha \mathbf{S}_{r1}^{k-1}$, где α – аналог скорости химической реакции. Последующая эволюция распределения содержания фракции в продольном направлении описывается двумя матрицами переходных вероятностей $\mathbf{P}_{r1}(v_{s1})$ и $\mathbf{P}_{r2}(v_{s2})$, причем в обеих матрицах величина S_j^k есть сумма содержания в ячейке обеих фракций. Аналогично для канала рециркуляции используются векторы $\mathbf{S}_{d1}\mathbf{S}_{d2}$, а их эволюция двумя матрицами переходных вероятностей $\mathbf{P}_{d1}(v_{s1}, w_0=0)$ и $\mathbf{P}_{d2}(v_{s2}, w_0=0)$. Взаимодействие цепей с внешними устройствами описывается отдельными равенствами, которые для фракции 1 имеют вид

- выход фракции 1 из верхней ячейки реактора

$$q_{11}^{k+1} = S_{r1,m}^{k+1} v_{1m}^k, \quad (3)$$

- остаток фракции 1 в верхней ячейке реактора

$$S_{r1,m}^{k+1} := S_{r1,m}^{k+1} - q_{11}^{k+1}, \quad (4)$$

- выход фракции 1 в готовый продукт

$$q_{31}^{k+1} = q_{11}^{k+1} \varphi_1, \quad (5)$$

где φ_1 – доля фракции 1, пропускаемая классификатором в готовый продукт,

- выход фракции 1 в возврат

$$q_{21}^{k+1} = q_{11}^{k+1} (1 - \varphi_1), \quad (6)$$

- состояние верхней ячейки канала рециркуляции после подачи q_{21}^{k+1}

$$S_{d1,m}^{k+1} := S_{d1,m}^{k+1} - q_{21}^{k+1}. \quad (7)$$

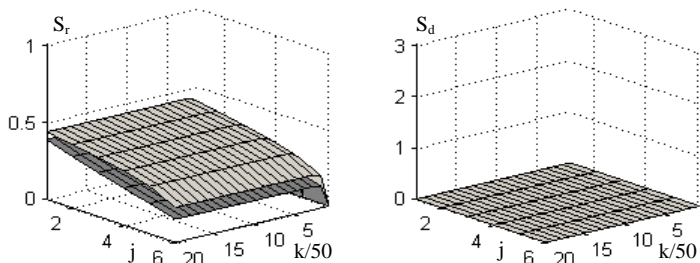
Аналогичными балансовыми равенствами описывается эволюция содержания фракции 2, для которой выход в готовый продукт составляет q_{32} , а также обмен между нижними ячейками цепей, где из нижней ячейки канала рециркуляции регулируемым клапаном выводится доля z каждой фракции и подается на вход реактора вместе с внешней подачей исходного материала G .

На рис. 2 показаны примеры распределения содержания частиц в реакторе и канале рециркуляции при различных условиях процесса. Расчеты выполнены при $w_0=0,4$; $v_{s1}=0,3$; $v_{s2}=0,1$; $d=0,1$; $G=0,07$; $\alpha=0,025$; $z=0,2$.

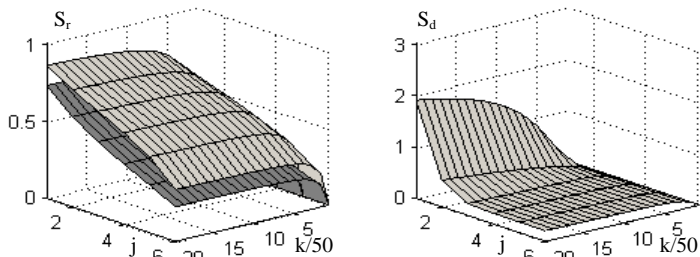
Качество готового продукта может быть охарактеризовано степенью полноты завершения реакции $\beta=q_{32}/(q_{32}+q_{31})$, причем в установившемся режиме $q_{32}+q_{31}=G$. Иллюстрации рис.2 лучше проинтерпретировать этой интегральной характеристикой, показанной на рис.3.

В прямоточном (без циркуляции) реакторе полнота завершения реакции не превышает 0,6, хотя установившееся состояние наступает относительно быстро. При идеальном классификаторе достигается полное завершение реакции, но нижняя часть канала рециркуляции значительно загружена фракцией 1, что может привести к ее завалу. Реальный классификатор с указанной эффективностью доводит полноту завершения реакции до 0,83, а простой делитель потока – до 0,68, причем при любой организации рециркуляции показатели процесса выше, чем у прямоточного реактора.

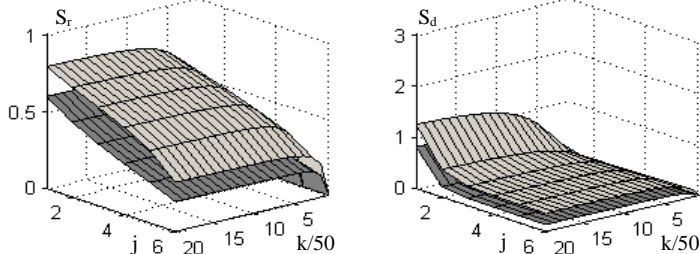
Прямоточный реактор



Циркуляционный реактор с идеальным классификатором



Циркуляционный реактор с неидеальным классификатором ($\varphi_1=0,25$; $\varphi_2=0,75$)



Циркуляционный реактор с делителем потока ($\varphi_1=\varphi_2=0,5$)

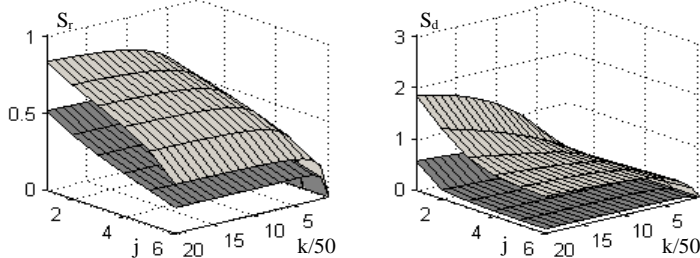


Рис.2. Эволюция распределения содержания исходного продукта (темные поверхности) и суммарного материала (светлые поверхности) в реакторе (слева) и в канале рециркуляции (справа) при различных условиях организации процесса

Степень открытия регулировочного клапана z оказывает меньшее влияние на эффективность процесса при прочих равных условиях. Это видно из рис.4, где показан переходный процесс формирования β при разных значениях z для различной эффективности классификатора. Однако величина z может оказывать существенное влияние на устойчивость процесса. При малых z возможно переполнение нижней ячейки канала рециркуляции, которое постепенно продвигается вверх и приводит к его завалу.

При больших значениях z канал остается мало загруженным, но может переполняться нижняя ячейка реактора, что опять, в конечном счете, ведет к завалу канала рециркуляции. Возможен и еще один фактор потери устойчивости: переполнение верхней ячейки канала рециркуляции при значительной доле возврата из классификатора.

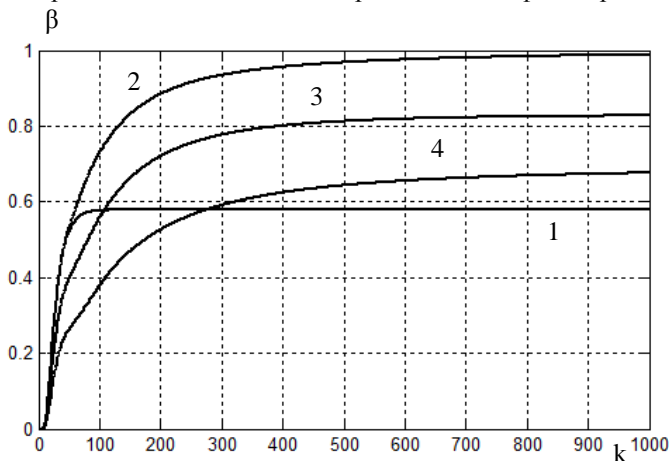


Рис.3. Переходный процесс по степени завершения реакции в готовом продукте: 1 – прямоточный реактор; 2 – циркуляционный реактор с идеальным классификатором; 3 – циркуляционный реактор с неидеальным классификатором ($\varphi_1=0,25$; $\varphi_2=0,75$); 4 – циркуляционный реактор с делителем потока ($\varphi_1=\varphi_2=0,5$)

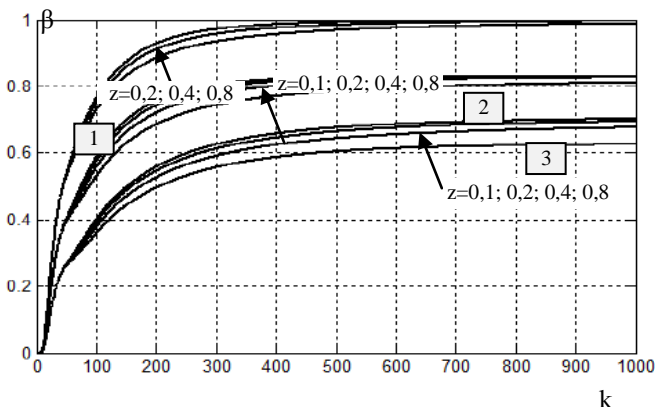


Рис. 4. Переходный процесс по степени завершения реакции в готовом продукте при различных положениях регулировочного клапана:

- 1 – циркуляционный реактор с идеальным классификатором;
- 3 – циркуляционный реактор с неидеальным классификатором ($\varphi_1=0,25$; $\varphi_2=0,75$);
- 4 – циркуляционный реактор с делителем потока ($\varphi_1=\varphi_2=0,5$)

Количественное выявление связи параметров процесса с устойчивостью работы циркуляционного реактора требует специального исследования, выходящего за рамки настоящей статьи.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект №15-08-01684.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mizonov, V., Mitrofanov, A., Ogurtzov, A., Tannous, K. Modeling of Particle Concentration Distribution in a Fluidized Bed by Means of the Theory of Markov Chains// Particulate Science and Technology: An International Journal. Vol. 32 (2) (2014) 171-178.
2. Berthiaux, H., Mizonov, V. Applications of Markov Chains in Particulate Process Engineering: A Review// *The Canadian Journal of Chemical Engineering*. V.85, No.6, 2004, pp.1143-1168.
3. Berthiaux, H., Mizonov, V., Zhukov, V. Application of the theory of Markov chains to model different processes in particle technology// *Powder Technology*, 157 (2005) 128-137.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭГД-ТЕЧЕНИЯ ИНЖЕКЦИОННОГО ТИПА В ТРЕХИОННОЙ ПОСТАНОВКЕ

Ситников А.А.¹, Стишков Ю.К.²

ФГБОУ ВО «Санкт-Петербургский государственный университет»,
г. Санкт-Петербург, Российская Федерация,
E-mail: a.sitnikov@spbu.ru¹, y.stishkov@spbu.ru²

Аннотация. В работе приведены результаты компьютерного моделирования полной безразмерной системы уравнений электрогидродинамики для диэлектрической жидкости, содержащей три типа ионов: два типа, возникающих за счет диссоциации примесных молекул, и третий тип, возникающий за счет появления ионов из молекул жидкости с электронно-донорными свойствами в приэлектродных реакциях. Показано формирование струи объемного заряда и отдельно струи инжестрированных ионов для случая квадратичной функциональной зависимости плотности инжестрированного тока от локальной напряженности электрического поля.

Ключевые слова: электрогидродинамика, объемный электрический заряд, компьютерное моделирование, слабопроводящие жидкости

COMPUTER SIMULATION OF THE THREE-ION INJECTION EHD-FLOW

Sitnikov A.A.¹, Stishkov Yu.K.²

St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia
E-mail: a.sitnikov@spbu.ru¹, y.stishkov@spbu.ru²

Abstract. The paper presents the computer simulation results of dimensionless complete set of EHD-equations. The computer model contains three types of ions, two of them corresponding to ions emerging through the dissociation process of dopant molecules and last type corresponding to ions emerging through the process of ions originating from liquid molecules with electron-donating behavior on the electrode-liquid interface. The space-charge jet formation and separate injected-ion jet formation are shown for the case of the quadratic functional dependence of the injection current density on the local electrical field strength.

Keywords: Electrohydrodynamics, Electrical Space Charge, Computer Simulation, Low-conductive liquids



СТИШКОВ Юрий Константинович родился в городе Тбилиси в 1941 году, СССР. В 1964 окончил обучение в государственном университете Тбилиси и работал инженером в КБ Связьморпроект, в 1968 году поступил в аспирантуру Ленинградского государственного университета. В 1971 и 1986 ему были присуждены степени к.ф.-м.н. и д.ф.-м.н. соответственно. С 2002 года работает в должности профессора в СПбГУ. Является одним из председателей орг. комитета «Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики» и членом редакционной коллегии журнала «Электронная обработка материалов». Его деятельность охватывает такие области физики как: электрогидродинамика, магнитогидродинамика, механизмы зарядообразования, ионная проводимость, интенсификация теплообмена, разрядные процессы в газах и физика плазмы. Так же Юрий Константинович является директором научно-образовательного центра «Электрофизика».



СИТНИКОВ Андрей Александрович родился в городе Нижний Тагил в 1991 году, СССР. В 2013 и 2015 году получил степени бакалавра и магистра «прикладных физики и математики» в Санкт-Петербургском государственном университете. Область интереса включает в себя такие направления исследований как: электрогидродинамика, магнитогидродинамика, механизмы зарядообразования. На данный момент Андрей Александрович является аспирантом СПбГУ.

ЭГД-течения возникают при воздействии высокого напряжения на жидкие диэлектрики. Жидкие диэлектрики относятся к классу слабых электролитов, в которых степень диссоциации примесных молекул ничтожна, т.е. существенно меньше 1. Для таких жидкостей концентрация ионов определяется равновесием между процессами диссоциации и рекомбинации примесных молекул. При подаче напряжения возникает нарушение равновесия между процессами диссоциации и рекомбинации ионов. Поэтому прохождение электрического тока в них, как правило, сопровождается формированием у электродов т.н. неравновесных диссоциационно-рекомбинационных слоев, связанных с нарушением равновесия между процессами диссоциации и рекомбинации [1-4]. В этих средах полная система транспортных уравнений, описывающих прохождение тока, должна содержать функции, описывающие диссоциацию и рекомбинацию примесных молекул, или, точнее, ионных пар.

В области высоких напряжений, как правило, активизируется инжекция ионов в жидкую среду. Под инжекцией обычно понимается образование ионов в приэлектродных реакциях, свойства которых в общем случае отличны от свойств диссоциированных. С этим связана актуальность использования многоионных моделей для описания протекающих процессов [1].

1. Компьютерное моделирование

ЭГД-течения моделируются в несимметричной системе электродов провод над плоскостью. Для инжекционной модели зарядообразования в несимметричной системе целесообразно использовать трехионную модель. Система безразмерных уравнений электрогидродинамики в трехионной постановке состоит из: уравнений электростатики (1)-(2), трех уравнений Нернста-Планка для каждого сорта ионов (3)-(5), уравнения Навье-Стокса (6) и уравнения неразрывности (7).

$$E = -\nabla\varphi \quad (1)$$

$$\operatorname{div}(E) = \frac{P_\xi}{2}\rho \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} + \operatorname{div}(\vec{J}_1) = P_\xi(1 - n_1n_2) \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} + \operatorname{div}(\vec{J}_2) = P_\xi(1 - n_1n_2 - n_3n_2) \quad (4)$$

$$\frac{\partial n_3}{\partial t} + \operatorname{div}(\vec{J}_3) = -P_\xi n_3n_2 \quad (5)$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u}\nabla)\vec{u} = -\frac{1}{2}\nabla P + P_R\Delta\vec{u} + P_\xi M\rho\vec{E} \quad (6)$$

$$\operatorname{div}(\vec{u}) = 0 \quad (7)$$

$$\rho = n_1 - n_2 + n_3 \quad (8)$$

$$\vec{J}_i = -P_D\nabla n_i + z_i n_i \vec{E} + n_i \vec{u}, \quad i = 1, 2, 3 \quad (9)$$

$$P_\xi = \frac{L^2\sigma_0}{bU\varepsilon\varepsilon_0}, \quad P_D = \frac{D}{bU}, \quad M = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{2\gamma b^2}, \quad P_R = \frac{\eta}{bU\gamma} \quad (10 - 13)$$

$$U = kU_0 \quad (14)$$

где \vec{E} , φ , n_1 , n_2 , n_3 , \vec{u} , P , ρ , \vec{J} – безразмерные переменные: напряженность электрического поля, электрический потенциал, концентрации диссоциированных положительных, отрицательный, инжектированных положительных ионов, скорость жидкости, давление, объемная плотность заряда, плотность тока ионов соответственно; z_i – валентность ионов; P_ξ, P_D, M, P_R – безразмерные константы; ε – относительная диэлектрическая проницаемость жидкости, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, W – диссоциация, α – коэффициент рекомбинации, γ – плотность жидкости, η – динамическая вязкость жидкости D – коэффициент диффузии, b – подвижность ионов, σ_0 – низковольтная проводимость жидкости, U – разность потенциалов, едини-

цы измерения: U_0 – разность потенциалов начала инъекции, k – безразмерное напряжение.

Единицы измерения: L – длина межэлектродного промежутка, $t_0 = L^2/bU_0$ – время пересечения межэлектродного промежутка, U_0 – разность потенциалов на электродах, $n_0 = \sigma_0/2be$ – равновесная концентрация, $P_0 = (bU_0)^2/2L^2$ – давление.

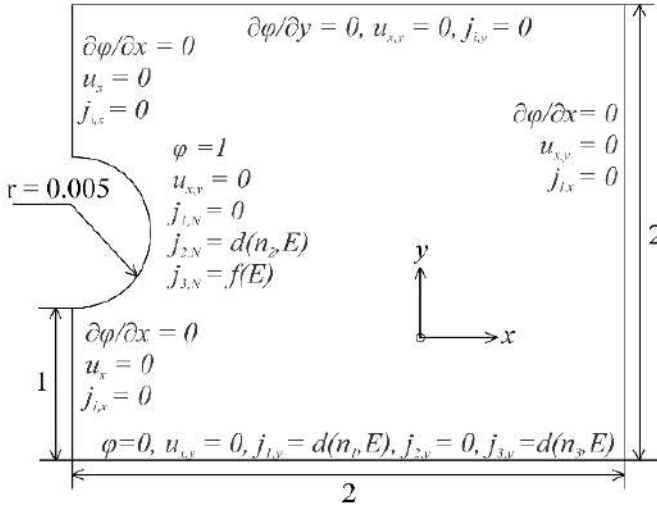


Рис. 1. Геометрия компьютерной модели и граничные условия для рассчитываемой системы уравнений

Моделирования было проделано для следующих значений параметров, соответствующих оливковому маслу:

$U_0 = 616$ В, $\gamma = 900$ кг/м³, $\epsilon = 2.8$, $\eta = 0.07$ Па·с, $\sigma_0 = 4 \cdot 10^{-11}$ См/м, $D = 10^{-8}$ м²/с, $b = 3 \cdot 10^{-9}$ м²/В·с, $L = 9.95$ мм

Соответствующие данным параметрам безразмерные константы при $k = 1$: $P_\xi = 86$, $P_R = 47$, $M = 1720$, $P_D = 5 \cdot 10^{-3}$

P_ξ, P_D, M, P_R характеризуют: относительный размер приэлектродного рекомбинационного слоя, относительную длину диффузионного слоя, величину силового воздействия, относительную электрическую вязкость. Величины P_D, M , слабо влияет на результаты решения. Величины P_ξ, P_R , определяют распределения искомых функций и зависят от напряжения.

$$d(n_i, E) = n_i E_N - P_D \nabla_N n_i \quad (15)$$

В литературе фигурирует несколько вариантов задания инъекции

ионов с поверхности металла [3, 6], однако для анализа процессов протекающих в диэлектрике можно выбрать функцию инжекции дающую качественно схожие результаты с экспериментом. Такая функция инжекции по нашим данным соответствует квадратичному полиному. Численные значения коэффициентов должны выбираться для каждой конкретной пары электрод-примесь. В нашем примере значения коэффициентов указаны ниже.

$$f(E, k) = K_1 \left(E - \frac{E_{th}}{k} \right) \theta(E - E_{th}) + K_2 k \left(E - \frac{E_{th}}{k} \right)^2 \theta(E - E_{th}) \quad (16)$$

$$E_{th}^* = E_{th}^* L / U_0$$

где $E_{th}^* = 2 \cdot 10^6 \text{ В/м}$, $K_1 = 1.2$, $K_2 = 0.002$

Исследуется режим медленного линейного роста напряжения, скорость роста настолько мала, что в каждый момент времени течение можно считать квазиустановившемся.

2. Анализ результатов

В данном разделе приведены результаты решения: квазистационарные решения соответствующие различным значениям безразмерного напряжения. В качестве единицы измерения напряжения взято значение характерное для начала инжекции. В электростатическом приближении напряжение начала инжекции можно рассчитать по формуле:

$$U_0 = E_k E_{th}^* L = 616 \text{ В,}$$

где E_k – коэффициент неоднородности электрического поля для данной системы электродов из электростатических расчетов.

$$k(t) = t$$

$k(t)$ – функция модуляции безразмерного напряжения

На рис. 2 приведены контурные распределения безразмерной концентрации инжектированных ионов при различных напряжениях. При напряжении равном пяти пороговым, у проволочного электрода виден невозмущенный приэлектродный рекомбинационный слой инжектированных ионов. При напряжениях 6-10 из рекомбинационного слоя формируется струйка инжектированных ионов. Длина струйки с ростом напряжения возрастает и при напряжении 20 струйка замыкает межэлектродный промежуток. Это соответствует переходу в режим развитого течения.

В режиме неразвитого течения плотность инжектированного заряда существенно падает вдоль струи. Это отчетливо прослеживается на продольных распределениях парциальных плотностей всех трех сортов ионов и объемного заряда. Эти распределения соответствуют напряжениям и средней интенсивности инжекции $k = 5$ и $k = 20$ и

$J_{inj_mean} = 33.5$ и $J_{inj_mean} = 61$ соответственно, т.е. слабой (рис. 3а) и сильной (рис. 3б) инъекции.

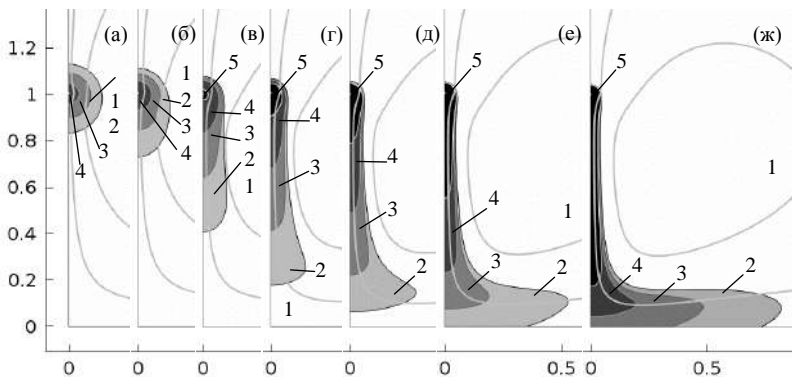


Рис. 2. Контурные распределения концентрации инжестрированных ионов и линии тока жидкости (серые) для напряжений (а) — 5, (б) — 6, (в) — 8, (г) — 10, (д) — 12, (е) — 15, (ж) — 20 (контурь соответствуют значениям безразмерной концентрации: 1 — 0 (белый), 2 — 0.33 (светло серый), 3 — 0.66 (серый), 4 — 0.99 (темно серый) и 5 — 1.33 (черный))

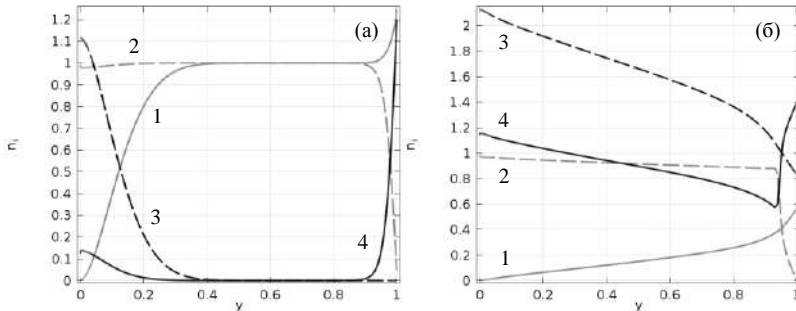


Рис. 3. Осевые распределения концентраций диссоциированных положительных (1), диссоциированных отрицательных (2), инжестрированных положительных (3) ионов и объемного заряда (4) при напряжениях (а) — 5 и (б) — 20

Видно, что в режиме слабой инъекции распределения инжестрированных и диссоциированных ионов зеркально симметричны, избыток инжестрированных ионов компенсируется недостатком диссоциированных положительных ионов. Распределение отрицательных ионов в межэлектродном промежутке однородно, за исключением приэлек-

тродного слоя недостатка отрицательных ионов. Поэтому результирующий объемный заряд существенно меньше парциального заряда инжектированных ионов у проволочного электрода и имеет у плоского электрода существенный всплеск. При высокой инжекции ситуация иная. Влияние недостатка диссоциированных положительных ионов существенно меньше, а распределение плотности объемного заряда ближе соответствует распределению инжектированных ионов.

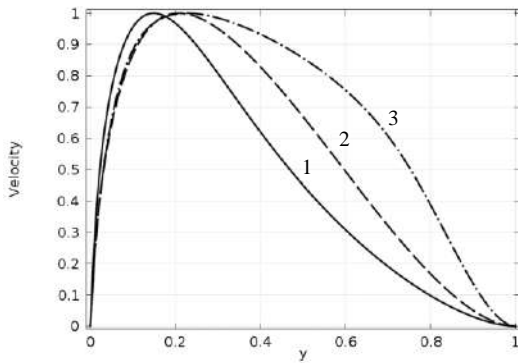


Рис. 4. Осевые распределения нормированного на максимум модуля безразмерной скорости при напряжениях (1) – 5, (2) – 8 и (3) – 20

Зависимости 1 и 2 (рис.4) имеют характерную зонную структуру [6-8]: короткую зону ускорения и длинную зону торможения, что характерно для режима неразвитого ЭГД-течения. При высоком напряжении (рис. 4, кривая 3) на распределениях появляется зона квазиоднородного течения, что соответствует развитому течению. Небольшой спад скорости на участке квазиоднородного течения соответствует уменьшению плотности объемного заряда вдоль течения, вызванного рекомбинационным эффектом.

На рис. 5 приведены безразмерная вольтамперная характеристика: полная (кривая 1) и покомпонентная (кривые 2-3) и зависимость максимальной скорости в центральной струе течения от напряжения (кривая 4). Эта зависимость носит типовой характер и имеет тенденцию к насыщению. При доминировании квадратичного члена функции инжекции соответствующий участок ВАХ приобретает линейный характер.

Нормальные течения начинаются при напряжении 5, это соответствует появлению конвективного тока. Подобные зависимости, полу-

ченные экспериментально неоднократно публиковались [7, 8]. В настоящей работе впервые опубликованы результаты решения безразмерной системы.

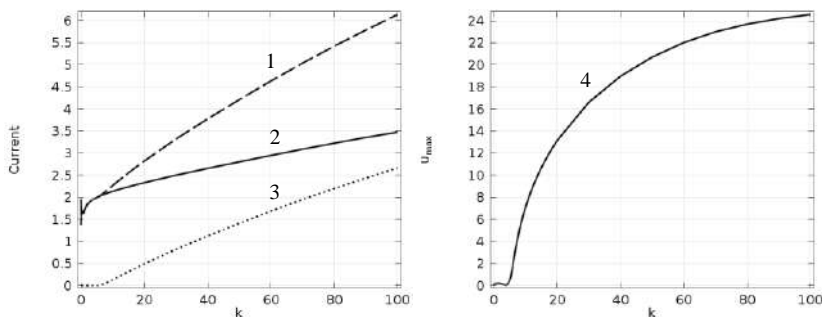


Рис. 5. Безразмерные вольтамперные характеристики (1) – полного тока и отдельно для (2) – миграционного и (3) – конвективного механизмов переноса заряда (слева) и (4) – зависимость максимальной безразмерной скорости от безразмерного напряжения (справа)

Заключение

Приведены результаты решения безразмерной системы уравнений электрогидродинамики в трехионной постановке со следующими значениями безразмерных параметров $P_{\xi} = 8.6 \cdot 10^3 - 8,6$, $P_R = 4,7 \cdot 10^3 - 4,7$, $M = 1720$, $P_D = 5.4 \cdot 10^{-2} - 5.4 \cdot 10^{-5}$ и квадратичной функцией инжекции. Получены решения в диапазоне безразмерных напряжений от $\approx 0,1$ до 100. Проведен анализ результатов решения. Интегральные характеристики течения качественно соответствуют экспериментальным. Проведен анализ распространения инжектированных ионов и формирования ЭГД-течений, показавший рекомбинационный эффект в условиях слабой и сильной инжекции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Стишков Ю.К. Ионизационно-рекомбинационный механизм зарядообразования // Докл. АН СССР. 1986. Т.288. №4. С. 861–865.
2. Полянский В.А., Панкратьева И.Л. Об основных механизмах электризации слабопроводящих многокомпонентных сред // Сборник докладов XI международной научной конференции «Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики», 2015. С.219–223.
3. А.И. Жакин. Приэлектродные и переходные процессы в жидких диэлектриках // Успехи физических наук, 2006. № 176 (3). С. 289–310.
4. Ю.К. Стишков, В.А. Чирков Неравновесные механизмы формирования приэлектродных заряженных слоёв в слабых электролитах при воздействии постоянного напряжения // Сборник докладов XI Международной научной конференции «Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики», 2015.

-
5. Ph. Traor'e, M. Daaboul, Ch. Louste Numerical simulation and PIV experimental analysis of electrohydrodynamic plumes induced by a blade electrode // *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 2010. Vol. 43. P. 1–8.
 6. Ю.К. Стишков, В.А. Чирков, Формирование электрогидродинамических течений в сильнонеоднородных электрических полях при двух механизмах зарядообразования // *Журнал технической физики*, 2012. Т. 82. №. 1. С. 3–13.
 7. Ю.К. Стишков, А.А. Ситников, В.А. Чирков Исследование структуры ЭГД-течений при помощи PIV-метода // *Сборник докладов XI Международной научной конференции «Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики»*, 2015. С. 49–54.
 8. Стишков Ю.К., Остапенко А.А. Электрогидродинамические течения в жидких диэлектриках // *Л.: Изд-во Ленингр. ун-та*, 1989. 174 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО СТРУЙНОГО ТЕЧЕНИЯ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

Кожевников В.М.

ФГАОУВО «Северо-кавказский федеральный университет»

г. Ставрополь, Российская Федерация,

E-mail: kvm@stv.runnet.ru

Аннотация: Представлены экспериментальные и теоретические исследования свободных электрогидродинамических струй. Струя возникает в электрическом поле над свободной поверхностью магнитной жидкости, деформированной магнитным полем. Магнитное поле стимулирует процесс возникновения струйного течения. Его воздействие на расход жидкости электрический ток в струе сводится к изменению напряженности электрического поля за счет изменения формы поверхности слоя магнитной жидкости.

Ключевые слова: магнитная жидкость, струйное течение, магнитное и электрическое поле, расход, электрический ток, параметры струи.

RESEARCH ELECTROHYDRODINAMIC JET STREAM MAGNETIC FLUID

Kozhevnikov V.M.

North-Caucasus Federal Universiti, Stavropol, Russian Federation

E-mail: kvm@stv.runnet.ru

Keywords: Experimental and theoretical studies of free electrohydrodynamic jets. Jet occurs in the electric field above the free surface of a magnetic fluid, distorted magnetic field. The magnetic field stimulates the emergence of the jet stream. His impact on the consumption of electricity in the liquid stream is reduced to a change in the electric field by changing the shape of the surface of a magnetic fluid layer.

Key Words: magnetic fluid jet stream, the magnetic and electric field, flow, electric current, the jet parameters:

Магнитная жидкость на основе углеводородов по своим электрическим и магнитным свойствам без всякого допущения относится к магнитодиэлектрическим материалам с ярко выраженными функциональными зависимостями диэлектрической проницаемости ϵ и электропроводности σ от величин магнитного поля.

Поскольку такая жидкость является слабо проводящим ($\sigma=10^{-6} \div 10^{-8} \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$) диэлектриком, имеются все основания ожидать возникновения в ней струйных течений в неоднородном электрическом поле, действующем на объемный заряд возле электродов [1].

Кроме этого известно, что свободная поверхность магнитной жидкости в достаточно сильном магнитном поле перестает быть гладкой – на ней появляются выступы и впадины, обеспечивающие конфигурацию поверхности с минимумом энергии в заданном поле. Естественно ожидать, что в электрическом поле, также как и в магнитном, эти выступы создают неоднородность поля и способствуют образованию свободных струй, подобных тем, которые наблюдал Поль [2]. Эти предположения положены в основу представленных исследований:

1. Экспериментальные исследования.

Электрогидродинамическое струйное течение магнитной жидкости (намагниченность насыщения $M_s = 100 \text{ кА/м}$; плотность $\rho = 1,625 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$; диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 5,6$; электропроводность $\sigma = 10^{-7} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$) исследовалось на установке, представленной на рис. 1.

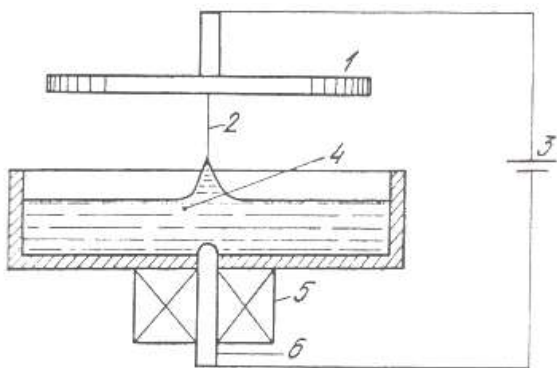


Рис. 1. Экспериментальная установка

Высокое напряжение создавалось преобразователем типа «Разряд 1». Напряжение измерялось киловольтметром типа С-96, ток микровольтнаноамперметром типа Ф-136. Магнитное поле, предназначенное для создания конического выступа на поверхности слоя магнитной жидкости, создавалось соленоидом, внутри которого располагался один из электродов. Расход магнитной жидкости определялся взвешиванием жидкости, которая накапливалась на противэлектроре 1 за определенное время. Одновременно фиксировался ток, создаваемый струйным течением. При включении обмотки 5, когда появляется только магнитное поле, свободная поверхность жидкости деформировалась, возвышаясь в виде конического выступа над электродом. Здесь сказывалось притяжение жидкости к магнитному полюсу, которым

служил стальной электрод 6, а затем и потеря устойчивости гладкой поверхности и переход к поверхности с коническим выступом. Включение электрического поля вызвало появление одной тонкой вертикальной струи. При сохранении электрического поля и увеличении магнитного путем повышения напряжения на обмотке 5 возникало последовательно 2, 3, 4 и более вертикальных струй. Число струй совпадало с числом выступов на деформированной магнитным полем поверхности жидкости, т.е. увеличением индукции источника магнитного поля можно регулировать число струй [3]. Аналогичный результат можно получить увеличением числа источников магнитного поля, как это делается в [4].

На рис. 2 приведена экспериментальная зависимость расхода магнитной жидкости Q (количество жидкости, переносимое струей к противэлектроду в единицу времени) и величина тока в зависимости от разности потенциалов U между электродами 1и 6 при расстоянии между ними $(40 \pm 1) \cdot 10^{-3}$ м.

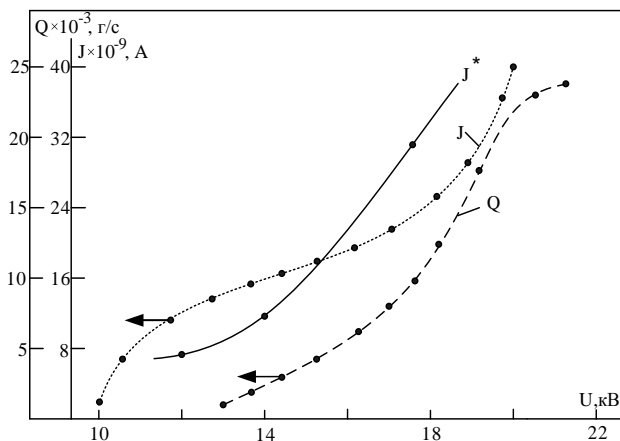


Рис. 2. Характеристики струйного течения магнитной жидкости в электрическом поле

Толщина слоя магнитной жидкости при этом составила $3,5 \cdot 10^{-3}$ м. Величина вертикальной составляющей индукции магнитного поля на поверхности электрода 6 равнялась $23,5 \pm 0,05$ мТ. При $12 < U < 19$ кВ наблюдается почти линейное возрастание тока, а при $U > 19$ кВ он возрастает быстрее, что, по-видимому, обусловлено изменением соотношения тока проводимости и конвекции в струе, т.е. приобретает ощутимое значение ток проводимости. Толщина струи в этом диапазоне разности потенциалов изменяется от $0,1 \pm 0,05$ до $0,3 \pm 0,05$ мм. При раз-

ности потенциалов между электродами меньше 12 кВ наблюдается распад струи магнитной жидкости на капли [5], при этом происходит более резкое уменьшение тока. Это, очевидно, связано с отсутствием составляющей тока проводимости. Отношение J/Q дает представление о плотности объемного заряда в тех случаях, когда ток проводимости пренебрежимо мал по сравнению с конвекционным [6]. В описываемом эксперименте это условие не выполнялось. Зависимость тока и расхода в струе магнитной жидкости от величины вертикальной составляющей магнитной индукции на поверхности электрода 6 представлена на рис. 3.

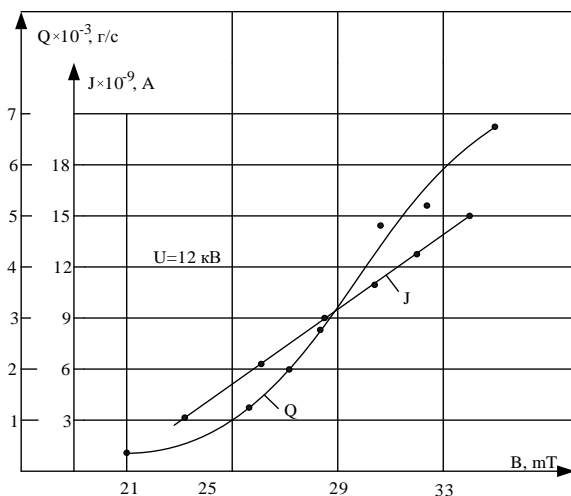


Рис. 3. Изменение электрического тока J и расхода жидкости Q в струе в зависимости от величины магнитной индукции

Зависимость тока от величины магнитного поля объясняется тем, что магнитное поле в этом случае изменяет высоту конического выступа магнитной жидкости над поверхностью слоя 4, тем самым увеличивая напряженность электрического поля за счет уменьшения расстояния между вершиной конического выступа и противоэлектродом 1. Максимальное изменение высоты конического выступа, при изменении магнитного поля в пределах $B=21-34$ мТ, равно $5 \cdot 10^{-3}$ м, что эквивалентно изменению разности потенциалов от 13 до 16 вВ на основании приближенного электростатического расчета. Некоторое отличие токов в зависимости от изменения магнитного поля (рис.3.), в зависимости от изменения разности потенциалов (рис.2) связано, по-видимому, с тем, что при изменении магнитного поля изменяется не

только высота конического выступа, но и диаметр его основания, т.е. изменяется его форма, которая в свою очередь обуславливает распределение и величину напряженности электрического поля около выступа, чего не наблюдается при изменении только разности потенциалов. Показанные изменения расхода Q на рис.3 имеет такой же характер, что и зависимость Q от разности потенциалов рис.2. Экспериментально было установлено, что при одном и том же значении индукция может одновременно существовать как один, так и несколько конических выступов. Это означает, что при увеличении магнитного поля при определенных значениях индукции последовательно возникает 1,2,3,4 и т.д. выступов, а при уменьшении магнитного поля выступы исчезают при меньших значениях индукции. Так при значениях индукции (ошибка измерений $\pm 0,05$ мТ) $B=26,25$ мТ можно создать до двух выступов, при $B=30$ мТ – последовательно до четырех выступов, при $B=33,75$ мТ – до семи выступов. Естественно ожидать, что ток, создаваемый струйным течением, будет зависеть от числа струй, т.е. от числа конических выступов N . Зависимость электрического тока от числа выступов при разных значениях индукции имеет область насыщения, начало которой зависит от величины индукции. Когда на поверхности могут существовать минимум два выступа, ток, создаваемый одной струей, равен току, создаваемому двумя струями

Таким образом, проведенные исследования электрогидродинамического течения магнитной жидкости показали, что магнитное поле стимулирует процесс возникновения струйного течения с поверхности тонкого слоя магнитной жидкости, а воздействие его на параметры струи (Q и J) сводится к изменению напряженности электрического поля за счет изменения формы поверхности слоя магнитной жидкости.

2. Расчет параметров струи

В системе электродов, представленной на рис.1, можно разбить струйное течение на 3 области аналогично [7]. Для первой области (возле игольчатого электрода) делается предположение, что ток проводимости намного больше конвективного тока или $(\mu \overline{E}) \gg |V|$, причем в этой области электрическое поле является сферически симметричным. Эти предположения определяют границу между областями 1 и 2 и условие, что заземляющий электрод должен быть расположен намного дальше от области 1, чем кончик игольчатого электрода. Для области 2 допущены таковы: $(\mu \overline{E}) \ll |V|$. Это означает, что между областями 1 и 2 существует переход, которым мы пренебрегаем. Для области 3 полагаем, что носители зарядов движутся вместе с жидкостью, и что электрическое поле чисто цилиндрическое.

Распределение электрического поля в рассматриваемой системе описывается уравнениями закона Гаусса, закона Ома и закона сохранения заряда:

$$\nabla(\varepsilon\vec{E}) = nq; \quad (1)$$

$$\vec{j} = nq(\mu\vec{E} + \vec{V}); \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \vec{j} + q \frac{dn}{dt} = 0, \quad (3)$$

где ε -диэлектрическая постоянная; \vec{E} - напряженность электрического поля; n -плотность ионов; q -заряд иона; \vec{j} - плотность тока; μ -ионная подвижность; \vec{V} - скорость жидкости.

Эти уравнения могут быть решены для каждой из трех областей в отдельности.

Для замкнутости системы электрических уравнений необходимо соотношение между напряжением и током на конце игольчатого электрода. Это соответствие может быть принято в виде уравнения Фаулера-Нордхейма

$$J = AU_0^2 \exp\left(-\frac{B}{U_0}\right). \quad (4)$$

Для определения радиуса струи и расхода жидкости в ней необходимо найти действие электрических сил на жидкость. Эту связь можно установить на основании закона сохранения энергии, положив, что в каждом сечении струя однородна, эффектами вязкости пренебрегаем. Течение магнитной жидкости представим как течение из «капилляра» радиусом, равным радиусу основания конического выступа, созданного магнитным полем. Уравнение, связывающее энергию струи в области 2 с энергией струи в области 1, выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} P_c(\pi r_c^2)V_c + \pi r_c^2 \frac{1}{2} \rho V_c^3 = \\ = \pi r^2 V_t P_t + \pi r^2 \frac{1}{2} \rho V_t^3 + 12\pi r_t V_t - T(2\pi r_t)V_t, \end{aligned} \quad (5)$$

где c обозначает величины, относящиеся к концу конического выступа, а индекс t – к концу игольчатого электрода; P – давление; ρ – плотность жидкости; T – поверхностное натяжение; r_c – радиус основания конического выступа («капилляра»); r_t – радиус струи ее прохождения около конца игольчатого электрода.

Если напишем энергетическое уравнение, связывающее условия на конце электрода с условиями в струе после того, как она достигнет минимального радиуса, то получим:

$$Q(P_j - P_t + \frac{\rho Q^3}{2\pi^2} (\frac{1}{r_j^4} - \frac{1}{r_c^4})) - JU_a = 0 \quad (6)$$

где U_a – ускоряющее напряжение. Электрическая энергия в единице объема жидкости запишется так:

$$\vec{j} \cdot \vec{E} = nq(\mu \vec{E} + \vec{V}) \vec{E}. \quad (7)$$

Эта энергия может перейти в тепло или механическую энергию. Плотность энергии, переходящей в механическую

$$\vec{f} \vec{V} = nq \vec{E} \vec{V}, \quad (8)$$

где \vec{f} – плотность электрической силы. На основании принятых допущений находим, что вся электрическая энергия в области 1 переходит в тепло, в области 2 – в механическую энергию, а в области 3 электрической энергии нет.

Давление в струе можно представить в таком виде:

$$P_j = P_e + \frac{T}{r_j} - \frac{1}{2\epsilon_0} \sigma_s^2, \quad (9)$$

где P_e – внешнее давление по отношению к струе, σ_s – поверхностная плотность зарядов в струе

$$\sigma_s = \frac{J}{2\pi r_j V_j} = \frac{r_j J}{2Q}. \quad (10)$$

Уравнение (10) имеет такой вид, так как все заряды в жидкости движутся к поверхности со скоростью жидкости. Совместное решение уравнений дает

$$Q(P_c - P_e) + \frac{\rho Q^3}{2\pi^2} (\frac{1}{r_c^4} - \frac{1}{r_j^4}) - \frac{TQ}{r_j} + J(U_0 - r_0 E_0) + J r_0 E_0 (\frac{V_t}{\mu E_0})^{\frac{1}{2}} - \frac{r_j^2 J^2}{2\epsilon_0 Q} (\ln(\frac{r_g}{r_j}) - \frac{1}{4}) = 0 \quad (11)$$

Уравнение (11) позволяет производить расчет параметров струи. Из этого уравнения можно получить зависимость электрического тока в струе от приложенной разности потенциалов. Если положить, что величина P_c определяется в основном магнитными силами, т.е.

$P = \overline{M(\nabla H)}$, электрическое поле на конце электрода аппроксимировано отношением приложенной разности потенциалов U_0 к радиусу электрода.

Используя данные, характеризующие экспериментальную установку на рис. 1 и представленные в таблице 1, получаем теоретическую кривую тока (кривая J^* на рис. 2). Сравнение экспериментальных и расчетных результатов показывает, что полученное уравнение (11) качественно описывает зависимость параметров струи от приложенного напряжения.

Таблица 1

Исходные данные для расчета теоретической кривой тока

$P_c(\text{Н/м}^2)$	$P_c(\text{Н/м}^2)$	$r_c(\text{м})$	$T(\text{Н/м})$	$r_0(\text{м})$
$4,8 \cdot 10^5$	10^5	$1,5 \cdot 10^{-3}$	0,04	$2 \cdot 10^{-3}$
$\mu(\text{м}^2/\text{В} \cdot \text{с})$	$r_0(\text{м})$	$r_1(\text{м})$		$V_t(\text{м/с})$
10^{-9}	0,05	$10^{-4} \div 3 \cdot 10^{-4}$		0,1

Несмотря на заметное расхождение, полученное соотношение позволяет оценивать расход жидкости, величину электрического тока, диаметр струи и скорость движения магнитной жидкости в струе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Янговский Е.И., Апфельбаум М.С. О силе действующей от тонкого высоковольтного электрода – МГ, 1977, № 4, с. 55-58.
2. Pohl H.A. Some Effects of Nonuniform fields on dielectrics. J. Of Appl. Physics. V. 22, №18, 1958, p. (1182-1188).
3. Кожевников В.М., Чеканов В.В., Янговский Е.И. Струйные течения магнитной жидкости в электрическом и магнитном полях. Восьмая международная конференция по МГД – преобразованию энергии: Москва, 12-18 сентября 1983, т. 5, с. 157-159.
4. Патент № 2 001 284 Ф, Великобритания 1979.
5. А.С. № 1132213 СССР. Способ получения магниточувствительной эмульсии/ В.М. Кожевников, В.В. Чеканов, И.Ю. Чуенкова/ Открытия. Изобретения. Пром. Образцы. Товар. Знаки. – 1984, №4, с. 158.
6. Кожевников В.М. Исследование струйного течения магнитной жидкости в электрическом и магнитном полях. Магнитная гидродинамика, 1983, № 2, с. 85-87.
7. I.I. Incullet Bergougnou, Quigly R.M. and Braun J.D. Record of IEEE/IAS, 1979, ANNUAL Meeting, Cleveland, p. 112-116.

**НЕУСТОЙЧИВОСТЬ КЕЛЬВИНА – ГЕЛЬМГОЛЬЦА ПРИ
ДВИЖЕНИИ НЕЛИНЕЙНО НАМАГНИЧИВАЮЩИХСЯ
ФЕРРОЖИДКОСТЕЙ В ПРОДОЛЬНОМ
МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

Кажан В.А.¹, Коровин В.М.²

ФГБОУВО «Российский государственный аграрный университет
МСХА имени К.А. Тимирязева», г. Москва, Российская Федерация,
E-mail: verazhan@yandex.ru¹

ФГБОУВО «Московский государственный университет имени
М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт механики»,
г. Москва, Российская Федерация²

Аннотация: Исследована устойчивость стационарного движения двух слоев невязких несмешивающихся магнитных жидкостей с горизонтальной поверхностью раздела, на которой поле скоростей имеет разрыв. Выведено дисперсионное уравнение и изучено влияние определяющих параметров задачи на расположение его корней в комплексной плоскости, представляющей частоту. При любом физически реализуемом законе намагничивания жидкостей получено условие устойчивости, учитывающее градиент давления, капиллярные и магнитные силы.

Ключевые слова: феррогидродинамика, нормальная мода, дисперсионное уравнение, условие устойчивости.

**KELVIN – HELMHOLTZ INSTABILITY OF RELATIVE MOTION
OF TWO NONLINEARLY MAGNETIZED FERROFLUIDS WHEN
A LONGITUDINAL MAGNETIC FIELD IS PRESENT**

V.A. Kazhan¹, V.M. Korovin²

Russian Timiryazev State Agrarian University, Moscow,
Russian Federation, E-mail: verazhan@yandex.ru¹

M.V. Lomonosov Moscow State University, Research Institute
of Mechanics, Moscow, Russian Federation²

Abstract: We investigate the stability of a steady flow of two non-viscous immiscible magnetic fluids in relative horizontal motion separated by a horizontal boundary. The dispersion equation is obtained and the influence of the determining parameters on the position of its solutions (on the complex frequency plane) is discussed. Under any physically realizable ferrofluid magnetization law we obtain an instability condition which takes into account the pressure gradient, capillary, and magnetic forces.

Key words: ferrohydrodynamics, normal mode, dispersion equation, stability condition.

Определяющие уравнения

Пусть в области между двумя горизонтальными пластинами из немагнитного материала, первоначально заполненной покоящимся газом, имеется однородное горизонтальное магнитное поле \mathbf{H}_0 . Затем в этой области создается течение двух слоев несмешивающихся невязких феррожидкостей, «скользящих» один по другому. Нижняя жидкость имеет больший удельный вес. Предполагается, что на поверхности раздела феррожидкостей касательная составляющая скорости испытывает скачок.

При записи системы уравнений и граничных условий феррогидродинамики будем пользоваться декартовой системой координат x, y, z , ось x которой параллельна \mathbf{H}_0 , а ось z направлена вертикально. Обозначим через $\mathbf{a}_x, \mathbf{a}_y, \mathbf{a}_z$ соответствующие орты. Пусть уравнение $z = \zeta(x, y, t)$, где t - время, представляет форму поверхности раздела. Индексами $j=1,2$ далее отмечаются физические величины, относящиеся к нижней ($j=1$) и к верхней ($j=2$) феррожидкостям.

Распределения магнитных полей $\mathbf{H}_j(x, y, z, t)$ описываются уравнениями магнитостатики

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}_j = 0, \quad \operatorname{div} \mathbf{B}_j = 0, \quad j=1,2 \quad (1)$$

где $\mathbf{B}_j = \mu_j \mathbf{H}_j = \mu_0 (\mathbf{M}_j + \mathbf{H}_j)$ - вектор магнитной индукции, $\mathbf{M}_j = \chi_j \mathbf{H}_j$ - вектор намагниченности, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Г/м- магнитная постоянная.

В отличие от изученного случая [1] – [3] исследуется неустойчивость Кельвина – Гельмгольца нелинейно намагничивающихся феррожидкостей, когда магнитные восприимчивости $\chi_j(\mathbf{H}_j)$ зависят от модуля вектора магнитного поля $H_j = \sqrt{H_{jx}^2 + H_{jy}^2 + H_{jz}^2}$.

Ввиду первого уравнения (1) существует потенциал магнитного поля $\psi_j(x, y, z, t)$, так что

$$\mathbf{H}_j = \nabla \psi_j, \quad \nabla = \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{a}_x + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{a}_y + \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{a}_z, \quad j=1,2$$

С учетом этого представления второе уравнение (1) принимает вид

$$\mu_j \Delta \psi_j + \frac{\mu_{jj} - \mu_j}{|\nabla \psi_j|} \nabla |\nabla \psi_j| \cdot \nabla \psi_j = 0, \quad \Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad j=1,2, \quad (2)$$

Здесь $\mu_{ij} = dB_j/dH_j$ - дифференциальная магнитная проницаемость. При этом $\mu_{ij} = \mu_0[1 + \chi_{ij}(H_j)]$, где $\chi_{ij} = dM_j/dH_j$ - дифференциальная магнитная восприимчивость.

Граничные условия магнитостатики записываются следующим образом

$$\text{при } z = \zeta(x, y, t): \quad \psi_1 = \psi_2, \quad \mu_1 \frac{\partial \psi_1}{\partial n} = \mu_2 \frac{\partial \psi_2}{\partial n} \quad (3)$$

где $\mathbf{n} = \mathbf{n}(x, y, t)$ - единичный вектор нормали к поверхности раздела, направленный в сторону верхней феррожидкости.

Движение рассматриваемых однородных невязких изотермических феррожидкостей описывается уравнением неразрывности и уравнением Эйлера, в правой части которого учитываются объемные магнитные силы $\mathbf{f}_j^m(x, y, z, t)$:

$$\text{div } \mathbf{u}_j = 0, \quad j = 1, 2 \quad (4)$$

$$\rho_j \left[\frac{\partial \mathbf{u}_j}{\partial t} + (\mathbf{u}_j \nabla) \mathbf{u}_j \right] = -\nabla p_j + \mathbf{f}_j^m + \rho_j \mathbf{g}, \quad j = 1, 2 \quad (5)$$

$$\mathbf{f}_j^m(x, y, z, t) = \nabla U_j, \quad U_j(x, y, z, t) = \mu_0 \int_{H_0}^{H_j(x, y, z, t)} M_j(H) dH$$

Здесь $\mathbf{u}_j(x, y, z, t) = (u_{jx}, u_{jy}, u_{jz})$ - скорость, $\rho_1 > \rho_2$ - плотности жидкостей, $p_j(x, y, z, t)$ - давление, \mathbf{g} - ускорение свободного падения. Предполагается, что течение потенциально.

На поверхности раздела должны выполняться два кинематических условия и динамическое условие:

$$\text{при } z = \zeta(x, y, t): \quad \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \mathbf{u}_j \cdot \nabla \zeta = u_{jz}, \quad j = 1, 2 \quad (6)$$

$$\text{при } z = \zeta(x, y, t): \quad p_1 - p_2 = \alpha \text{div } \mathbf{n} - \frac{\mu_0}{2} \left[(\mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{n})^2 - (\mathbf{M}_2 \cdot \mathbf{n})^2 \right] \quad (7)$$

где α - коэффициент поверхностного натяжения.

Предполагается, что вдали от поверхности раздела жидкости движутся с неравными между собой постоянными скоростями $\mathbf{u}_1^0, \mathbf{u}_2^0$, параллельными силовым линиям приложенного магнитного поля \mathbf{H}_0

$$\begin{aligned} \text{при } z \rightarrow -\infty: \quad \mathbf{u}_1 &\rightarrow u_1^0 \mathbf{a}_x, \quad \mathbf{H}_1(x, y, z, t) \rightarrow \mathbf{H}_0 \\ \text{при } z \rightarrow +\infty: \quad \mathbf{u}_2 &\rightarrow u_2^0 \mathbf{a}_x, \quad \mathbf{H}_2(x, y, z, t) \rightarrow \mathbf{H}_0 \end{aligned} \quad (8)$$

Нелинейная задача (2) – (8) имеет точное стационарное решение $\zeta_0 = 0$, $\psi_1^0(x) = H_0 x$, $\psi_2^0(x) = H_0 x$, $\mathbf{u}_1 = u_1^0 \mathbf{a}_x$, $\mathbf{u}_2 = u_2^0 \mathbf{a}_x$, (9)

$$p_1^0(z) = p_0 - \rho_1 g z, \quad p_2^0(z) = p_0 - \rho_2 g z$$

где p_0 - постоянное давление.

При исследовании неустойчивости Кельвина – Гельмгольца в отсутствие магнитного поля точное решение (9) описывает основное течение несжимаемых идеальных жидкостей [4].

Анализ корней дисперсионного уравнения

Иследуем в рамках линейной теории устойчивость стационарного решения (9). С этой целью линеаризуем задачу (2)-(8) в окрестности стационарного решения (9) и представим малые возмущения $\zeta(x, y, t)$,

$$\psi'_j(x, y, z, t) = \psi_j(x, y, z, t) - \psi_j^0(x), \quad p'_j(x, y, z, t) = p_j(x, y, z, t) - p_j^0(z),$$

$$\mathbf{u}'_j(x, y, z, t) = \mathbf{u}_j(x, y, z, t) - u_j^0 \mathbf{a}_x$$

в виде линейных суперпозиций нормальных мод, пропорциональных $\exp[i(k_x x + k_y y) - \omega(k_x, k_y)t]$, где i - мнимая единица, k_x, k_y - компоненты задаваемого волнового вектора

$$\mathbf{k} = k_x \mathbf{a}_x + k_y \mathbf{a}_y, \quad -\infty < k_x < +\infty, \quad -\infty < k_y < +\infty, \quad k^2 = k_x^2 + k_y^2 \neq 0.$$

Стандартным путем получено дисперсионное уравнение

$$(\rho_1 + \rho_2)\omega^2 - 2k_x(\rho_1 u_1^0 + \rho_2 u_2^0)\omega + k_x^2 \left[\rho_1 (u_1^0)^2 + \rho_2 (u_2^0)^2 \right] -$$

$$-k \left[\alpha k^2 + g(\rho_1 - \rho_2) + \frac{\mu_0^2 (M_1^0 - M_2^0)^2}{\mu_1^0 \sqrt{\sigma_1 k_x^2 + k_y^2} + \mu_2^0 \sqrt{\sigma_2 k_x^2 + k_y^2}} k_x^2 \right] = 0$$

где $\mu_j^0 = \mu_j(H_0)$, $M_j^0 = M_j(H_0)$, $\sigma_j = \frac{1 + \chi_{ij}(H_0)}{1 + \chi_j(H_0)}$, $j = 1, 2$.

Отсюда находим

$$\omega_{1,2}(k_x, k_y) = \frac{\rho_1 u_1^0 + \rho_2 u_2^0}{\rho_1 + \rho_2} k_x \pm \sqrt{\frac{r(k_x, k_y)}{\rho_1 + \rho_2} \sqrt{k_x^2 + k_y^2}} \quad (10)$$

где

$$r(k_x, k_y) = k_x^2 \left[\frac{\mu_0^2 (M_1^0 - M_2^0)^2}{\mu_1^0 \sqrt{\sigma_1 k_x^2 + k_y^2} + \mu_2^0 \sqrt{\sigma_2 k_x^2 + k_y^2}} - \frac{\rho_1 \rho_2 (u_1^0 - u_2^0)^2}{(\rho_1 + \rho_2) \sqrt{k_x^2 + k_y^2}} \right] +$$

$$+ \alpha(k_x^2 + k_y^2) + g(\rho_1 - \rho_2)$$

Для упрощения исследования корней (10) дисперсионного уравнения перейдем в плоскости (k_x, k_y) к полярной системе координат k, θ :

$$k_x = k \cos \theta, \quad k_y = k \sin \theta, \quad k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}, \quad 0 \leq \theta \leq 2\pi$$

В результате получаем

$$\omega_{1,2}(k, \theta) = \frac{\rho_1 u_1^0 + \rho_2 u_2^0}{\rho_1 + \rho_2} k \cos \theta \pm \sqrt{\frac{w(k, \theta)}{\rho_1 + \rho_2}} \quad (11)$$

где

$$w(k, \theta) = \alpha k^3 + F(\cos^2 \theta) k^2 \cos^2 \theta + gk(\rho_1 - \rho_2)$$

$$F(\cos^2 \theta) = \frac{\mu_0^2 (M_1^0 - M_2^0)^2}{\mu_1^0 \sqrt{1 + (\sigma_1 - 1) \cos^2 \theta} + \mu_2^0 \sqrt{1 + (\sigma_2 - 1) \cos^2 \theta}} - \frac{\rho_1 \rho_2 (u_1^0 - u_2^0)^2}{(\rho_1 + \rho_2)}$$

Отметим, что функция $F(\cos^2 \theta)$ имеет период π . Из (11) следует, что при $\theta = \frac{\pi}{2}$ ни магнитное поле, ни разрыв поля скоростей не оказывают влияние на моды с любым $k > 0$.

Легко видеть, что в случае $w(k, \theta) < 0$ двузначная комплексная функция $\omega(k, \theta)$ имеет ветвь, на которой $\text{Im} \omega > 0$. Ввиду этого моды, соответствующие таким k, θ , экспоненциально растут по времени, тогда как моды, для которых выполнено условие $w(k, \theta) \geq 0$, устойчивы.

Таким образом, течение феррожидкостей устойчиво, если $w(k, \theta) \geq 0$ при $k > 0, 0 \leq \theta \leq \pi$.

Выясним, какие условия требуется наложить на определяющие параметры задачи, чтобы в рассматриваемой области изменения аргументов функция $w(k, \theta)$ не принимала отрицательные значения.

Обозначим $\tau = \cos^2 \theta$, тогда $w(k, \theta) = kW(k, \tau)$,

где

$$W(k, \tau) = \alpha k^2 + \tau F(\tau) k + g(\rho_1 - \rho_2), \quad 0 \leq \tau \leq 1,$$

$$F(\tau) = \frac{\mu_0^2 (M_1^0 - M_2^0)^2}{\mu_1^0 \sqrt{1 + (\sigma_1 - 1) \tau} + \mu_2^0 \sqrt{1 + (\sigma_2 - 1) \tau}} - \frac{\rho_1 \rho_2 (u_1^0 - u_2^0)^2}{(\rho_1 + \rho_2)}$$

Легко видеть, что на отрезке $0 \leq \tau \leq 1$ функция $F(\tau)$ возрастает. Ввиду этого в случае сильного внешнего магнитного поля, когда $F(0) \geq 0$ или, в развернутом виде, когда

$$\frac{\rho_1 \rho_2 (u_1^0 - u_2^0)^2}{(\rho_1 + \rho_2)} \leq \frac{\mu_0^2 (M_1^0 - M_2^0)^2}{\mu_1^0 + \mu_2^0}, \quad (12)$$

выполняется условие: $w(k, \theta) > 0$ при $k > 0$, $0 \leq \theta \leq \pi$. Это означает, что при течении феррожидкостей с существенно различающимися численными значениями намагниченностей насыщения существует значительный диапазон величины разрыва поля скоростей, определяемый выражением (12), когда неустойчивость Кельвина – Гельмгольца подавляется сильным магнитным полем даже без учета воздействия капиллярных сил. Особенно ярко этот эффект будет проявляться при течении обычной жидкости и феррожидкости, имеющей высокую намагниченность насыщения.

Таким образом, развитие неустойчивости Кельвина – Гельмгольца при движении слоев феррожидкостей в магнитном поле происходит с существенным отличием от случая немагнитных жидкостей, поскольку в гидродинамике неустойчивость Кельвина – Гельмгольца подавляется именно капиллярными силами и без их учета течение неустойчиво [4].

Перейдем к обсуждению другого случая. Пусть $F(0) \geq -2\sqrt{\alpha g(\rho_1 - \rho_2)}$. Поскольку функция $F(\tau)$ возрастающая, то $F(\tau) \geq -2\sqrt{\alpha g(\rho_1 - \rho_2)}$.

Выше было отмечено, что для значений τ , при которых $F(\tau) \geq 0$, функция $w(k, \theta) = kW(k, \tau) > 0$ при $k > 0$. В свою очередь, для значений τ , при которых $F(\tau) < 0$, имеет место неравенство

$$-2\sqrt{\alpha g(\rho_1 - \rho_2)} \leq -2\tau\sqrt{\alpha g(\rho_1 - \rho_2)} \leq \tau F(\tau) \leq 0 \quad (13)$$

Из неравенства (13) следует, что дискриминант

$$D = \tau^2 F^2(\tau) - 4\alpha g(\rho_1 - \rho_2)$$

квадратного трехчлена $W(k, \tau)$, зависящего от параметра τ , не является положительным при $F(\tau) < 0$. Ввиду этого при всех $k > 0$ и для тех значений τ , при которых $F(\tau) < 0$, выполняется неравенство $w(k, \theta) = kW(k, \tau) \geq 0$.

Итак, если

$$\frac{\rho_1 \rho_2 (u_1^0 - u_2^0)^2}{(\rho_1 + \rho_2)} \leq 2\sqrt{\alpha g (\rho_1 - \rho_2)} + \frac{\mu_0^2 (M_1^0 - M_2^0)^2}{\mu_1^0 + \mu_2^0} \quad (14)$$

то $w(k, \theta) > 0$ при $k > 0$, $0 \leq \theta \leq \pi$.

Условие (14) является достаточным условием устойчивости стационарного течения, описываемого выражениями (9).

Таким образом, при фиксированных плотностях двух рассматриваемых феррожидкостей и фиксированной напряженности магнитного поля диапазон разрыва поля скоростей, в котором происходит подавление неустойчивости, сужается по сравнению со случаем течения обычной жидкости и одной из рассматриваемых феррожидкостей.

Заключение

При течении магнитных жидкостей с существенно различающимися численными значениями намагниченностей насыщения имеется значительный диапазон величины разрыва поля скоростей, когда неустойчивость Кельвина – Гельмгольца подавляется сильным магнитным полем даже без учета воздействия капиллярных сил, тогда как в случае немагнитных жидкостей подавление рассматриваемой неустойчивости осуществляется именно капиллярными силами. Эффект подавления неустойчивости Кельвина – Гельмгольца особенно сильно будет проявляться при течении немагнитной жидкости и феррожидкости с высокой намагниченностью насыщения. Если обе жидкости являются магнитными, то при фиксированных плотностях жидкостей и напряженности магнитного поля диапазон разрыва поля скоростей, в котором происходит подавление неустойчивости, сужается по сравнению со случаем течения обычной жидкости и одной из рассматриваемых феррожидкостей.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 14-01-00056) одного из авторов – В.М.Коровина.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Розенцвейг Р. Феррогидродинамика. //М.: Мир, 1989. 357 с.
2. Баштовой В.Г. // ПМТФ. 1978. № 1. – с. 81-87.
3. Берковский Б.М., Медведев В.Ф., Краков М.С. Магнитные жидкости. // М.: Химия, 1989. 239 с.
4. Дразин Ф. Введение в теорию гидродинамической устойчивости. //М.: Физматлит, 2005. 287 с.

ВЛИЯНИЕ ФЕРРОМАГНИТНОГО НАПОЛНИТЕЛЯ НА ПРОВОДИМОСТЬ ВОЗДУШНОГО ЗАЗОРА

Морозов Н.А., Макаров Д.Ю.

ФГБОУВО «Ивановский государственный энергетический университет
имени В.И. Ленина», Иваново, Российская Федерация
E-mail: elmash@em.ispu.ru

Аннотация: Магнитные жидкости применяются в технологических процессах очистки воды от нефтепродуктов. Хорошие результаты могут быть получены при объёмной очистке, когда вода пропускается через ферромагнитный стружечный наполнитель, на поверхности которого удерживается магнитным полем магнитная жидкость. Проведён аналитический анализ и экспериментальное исследование влияния ферромагнитного наполнителя на магнитную проводимость рабочего зазора. Показано, что постоянные магниты обеспечивают создание необходимых значений магнитного поля в рабочей зоне устройства.

Ключевые слова: магнитная жидкость, магнитная проводимость, ферромагнитный наполнитель, плотность, рабочий зазор.

INFLUENCE OF FERROMAGNETIC FILLER ON CONDUCTIVITY AIR GAP

Morozov N.A., Makarov D.Yu.

Ivanovo State Power University, Ivanovo, Russian Federation,
E-mail: elmash@em.ispu.ru

Abstract Magnetic fluids used in industrial processes from water purification of oil products. In the case of volumetric purification of water is passed through the ferromagnetic particleboard filler, the surface of which the magnetic field of the magnetic fluid is held. Analytical analysis and experimental study of the influence of the ferromagnetic filler in the magnetic conductivity of the working gap, were conducted. The permanent magnets create the necessary magnetic field values in the working area of the device, was shown.

Keywords: magnetic fluid, magnetic conductivity, ferromagnetic filler, the density, working gap.



МОРОЗОВ Николай Александрович работает в ИГЭУ с декабря 1966 года после окончания ИЭИ. Под руководством Д.В. Орлова подготовил и защитил в 1973 году кандидатскую диссертацию по исследованию вакуумных жидкометаллических уплотнений. Имеет более 160 научных публикаций, в том числе 4 авторских свидетельства, 7 патентов на изобретения, 3 монографии. Область научных интересов – магнитожидкостные устройства. Работает доцентом кафедры электромеханики ИГЭУ. Работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФИ и Минобрнауки РФ. Макаров Дмитрий Юрьевич, магистрант второго года обучения, имеет 3 публикации.

Магнитожидкостный способ очистки воды от нефтепродуктов заключается в предварительном внесении в них нанодисперсной магнитной жидкости (МЖ) и в последующем сборе омагниченных нефтепродуктов с использованием специальных магнитосборников [1]. Очистку воды от нефтепродуктов путем их омагничивания целесообразно использовать для глубокой поверхностной очистки промышленных и сточных вод, а также для очистки поверхности водоемов при аварийных разливах нефтепродуктов.

Наиболее эффективные способы объёмной очистки воды от нефтепродукта: путём адсорбирования предварительно омагниченного нефтепродукта на гранулах наполнителя из магнитотвёрдого вещества с остаточной намагничённостью, помещаемых в рабочую зону; коалесцирования микрообъёмов нефтепродукта в МЖ, удерживаемой в рабочей зоне магнитным полем на ферромагнитном наполнителе. Особый интерес представляет способ коалесцирования микрообъёмов нефтепродукта в МЖ с последующим сбором омагниченного нефтепродукта в объёме с градиентным магнитным полем, удерживающим собранный продукт и обезвоживающий его за счёт выталкивания немагнитных микрообъёмов среды из области с градиентным магнитным полем.

Одним из важных узлов ячейки объёмной очистки воды от микрокапель нефтепродуктов путём их коалесцирования в МЖ является рабочий объём с ферромагнитным наполнителем, представляющим собой малоразмерные элементы из ферромагнитного материала. Это могут быть отходы фрезерования пазов в стальных деталях. Они представляют собой пластинчатые изогнутые элементы близкой к прямоугольной форме. МЖ удерживается на поверхности ферромагнитного наполнителя магнитным полем, создаваемым в рабочей зоне. Ферромагнитный наполнитель создает мелкочаеистую структуру, в которой при прохождении воды с микрокаплями нефтепродукта создаются условия для контакта этих микрокапель с МЖ и коалесцирования в ней. Омагниченный нефтепродукт при большой толщине слоя слабо удерживается на поверхности наполнителя и поднимается в верхнюю часть рабочей зоны по действием сил Архимеда и магнитных. В этом методе нет необходимости быстрой замены ферромагнитного наполнителя, а следует только добавлять МЖ по мере её расходования.

Одной из проблем при проектировании подобных ячеек объёмной очистки воды является расчёт магнитной цепи в которой есть участок с неизвестными нелинейными магнитными свойствами, которым является рабочий объём, заполненный ферромагнитным стружечным наполнителем. Неизвестными являются плотность заполнения рабочего объёма, характер расположения пластинок наполнителя и его маг-

нитные свойства. Дальнейшие исследования показали, что и физические свойства стружки отличны от известных для её материала, в частности меняется плотность. Так как стружка имеет неправильную форму и хаотичное расположение в рабочей зоне, то аналитически решить эту задачу невозможно.

Отдельные элементы стружки будем называть чешуйками. Чешуйки условно можно считать параллелепипедом с шириной a , длиной b и толщиной c . В реальности чешуйки не могут быть такой формы, так как стружка при фрезеровании имеет различные размеры и неправильности форм. Были приняты принципиальные варианты расположения чешуек в зазоре перпендикулярно прохождению магнитного потока: вариант **Б** – по плоскости $a \times b$; вариант **В** – по плоскости $a \times c$; вариант **Г** – по плоскости $b \times c$. Это граничные расположения, которых в реальности добиться невозможно. Чешуйки располагаются в хаотичном порядке, но не могут выйти за пределы, принятые в расчете.

Зону с ферромагнитным наполнителем можно представить, как показано на рис. 1. Для каждого положения чешуек были получены формулы расчёта магнитной проводимости зазора с учетом бесконечной магнитной проницаемости чешуек. Так как наполнитель находится

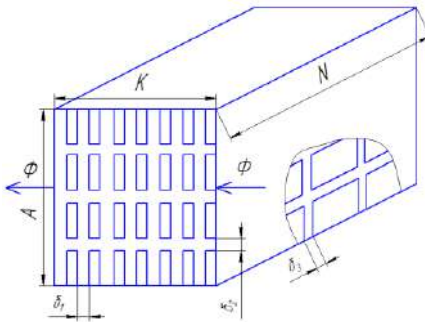


Рис. 1. Условные обозначения в ячейке с ферромагнитным наполнителем:

Φ – магнитный поток; K – толщина, N – ширина и A – высота рабочей зоны;
 $\delta_1, \delta_2, \delta_3$ – зазоры между чешуйками по толщине K , ширине N и высоте A

в центре ячейки, и толщина K много меньше ширины N и высоты A рабочей зоны, то можно рассчитывать магнитную проводимость зазора с учётом ферромагнитного наполнителя, как проводимость между параллельными плоскостями.

Проводимость рабочего зазора между стенками ячейки, равно K , с учётом проводимостей по областям зазоров δ_2 и δ_3 определится для разных вариантов размещения чешуек следующими формулами:

$$G_{\text{зв}} = \frac{\mu_0}{K} \frac{AN}{(\delta_2 + a)(\delta_3 + b)} \left(\frac{ab(\delta_1 + c)}{\delta_1} + \delta_2\delta_3 + \delta_2b + \delta_3a \right); \quad (1)$$

$$G_{\delta B} = \frac{\mu_0}{K} \frac{AN}{(\delta_2 + c)(\delta_3 + b)} \left(\frac{cb(\delta_1 + a)}{\delta_1} + \delta_2\delta_3 + \delta_2b + \delta_3c \right); \quad (2)$$

$$G_{\delta T} = \frac{\mu_0}{K} \frac{AN}{(\delta_2 + c)(\delta_3 + a)} \left(\frac{ca(\delta_1 + b)}{\delta_1} + \delta_2\delta_3 + \delta_2a + \delta_3c \right). \quad (3)$$

Здесь μ_0 – магнитная проницаемость воздуха. Если зазоры δ_1 , δ_2 и δ_3 равны между собой, то объем, заполненный магнитным материалом, будет одинаков для разных расположений чешуек и определяется формулой:

$$V_B = V_V = V_T = abc \frac{AKN}{(\delta_2 + a)(\delta_1 + c)(\delta_3 + b)}. \quad (4)$$

Отсюда можно сделать вывод, что коэффициент заполнения рабочего зазора ферромагнитным наполнителем будет одинаков при любой величине зазора и для любого положения чешуек. Выполнено моделирование распределения магнитного поля при наклонном положении чешуек наполнителя (рис. 2). В случае рис. 2, а все элементы наклонены порядно, а в случае рис. 2, б ряды смещены, что более близко к реальности.

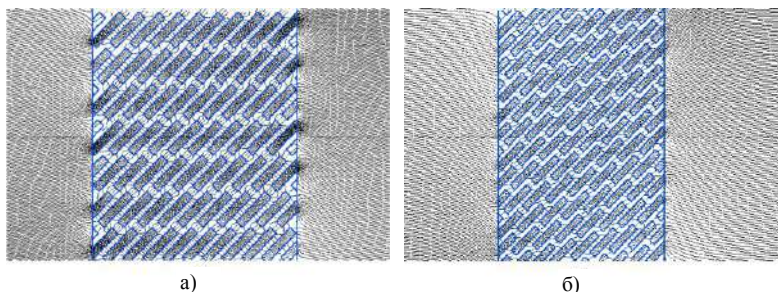


Рис. 2. Результаты моделирования распределения магнитного поля при наклонном (а) и смещённом (б) положении чешуек.

На участках с видимыми силовыми линиями магнитного поля будет удерживаться МЖ, а по свободным участкам – протекать вода с микрокаплями нефтепродукта.

Из условия равновесия магнитных и гравитационных сил можно получить, что в местах с напряженностью магнитного поля менее 200–300 кА/м МЖ не будет удерживаться на поверхности ферромагнитного наполнителя. Это будут каналы для прохождения очищаемой воды. Если учесть вязкостный сдвиг текущей водной среды, то эти значения

следует увеличить до 300–400 кА/м. Чем меньше скорость течения воды в рабочей зоне, тем лучше будет очищена вода от нефтепродукта.

На рис.3 приведены зависимости отношений магнитной проводимости зазора с ферромагнитным наполнителем к проводимости в его отсутствие при предельных вариантах **Б**, **В** и **Г** расположения чешуек наполнителя. Для определённости были приняты чешуйки размером $a \times b \times c = 5 \times 20 \times 1$ мм при зазорах между ними от 1 до 0,2 мм.

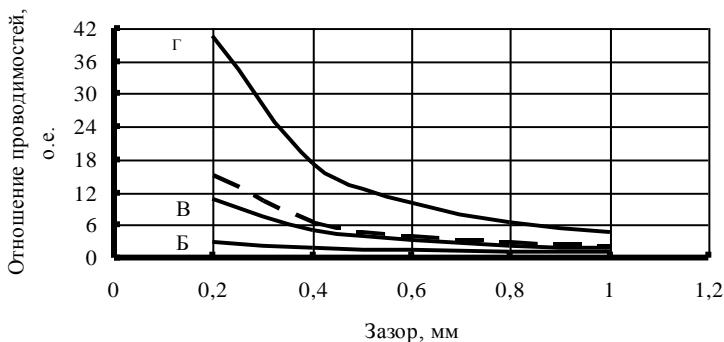


Рис. 3. Отношения магнитных проводимостей с наполнителем к проводимости пустой ячейки при разных вариантах расположения чешуек

Реальный ферромагнитный наполнитель, отходы от фрезерования шпоночных пазов на валах из стали 45, имеет средние размеры отсеянной фракции $a \times b \times c = 5 \times 8 \times 0,3$ мм. Такой наполнитель даёт по расчёту меньшее увеличение магнитной проводимости рабочего зазора, штриховая линия для случая Г на рис. 3. Численный эксперимент выявил независимость от положения чешуек коэффициента объёмного заполнения рабочей зоны ячейки, на который основное влияние оказывают размеры чешуек и зазоры между ними (рис. 4). Коэффициент заполнения наполнителем рабочего объёма с зазорами между чешуйками со всех сторон 0,2 мм при первоначально принятых размерах элементов наполнителя равен 0,793, а для реальных размеров – 0,563.

Методом вытеснения воды и взвешивания определена плотность стружечного наполнителя из стали 45, которая оказалась равной 5090 кг/м^3 при плотности исходного материала 7826 кг/м^3 . Коэффициент пористости ферромагнитного наполнителя, определённый отношением объёма наполнителя к занимаемому им объёму составил 0,2.

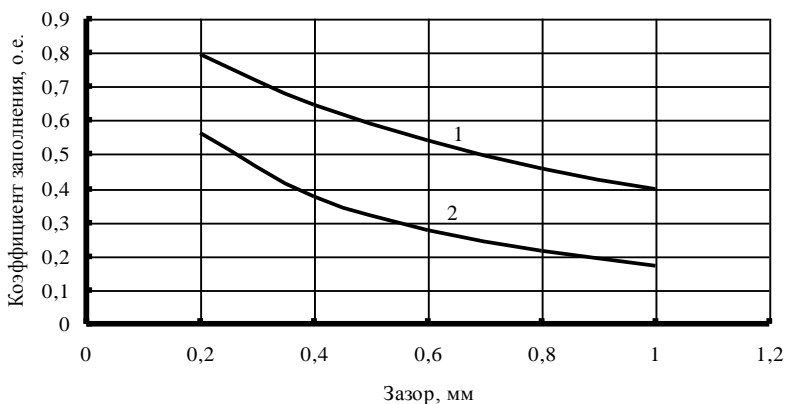


Рис. 4. Коэффициент заполнения зазора ферромагнитным наполнителем с предварительными (1) и реальными (2) размерами

Разработана и выполнена ячейка для исследования влияния ферромагнитного наполнителя на проводимость рабочего зазора (рис. 5).

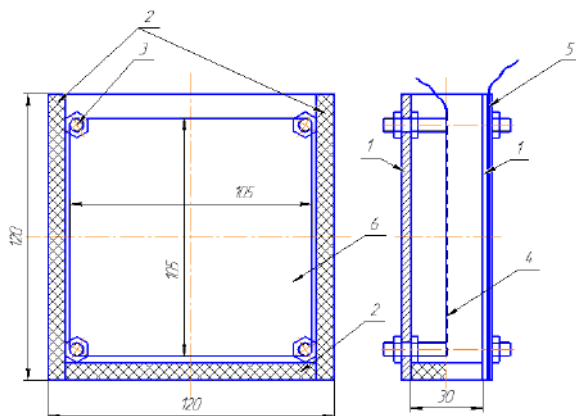


Рис. 5. Ячейка исследования магнитных свойств ферромагнитного наполнителя

Ячейка имеет металлические пластины 1 толщиной 4 мм; немагнитные пластины 2 и шпильки 3, измерительные катушки 4 и 5, позволяющие измерять магнитные потоки, проходящие по всей площади пластин 1 и по рабочей зоне 6. Магнитный поток создается установкой намагничивания типа ФЛ-1 (рис. 6).



Рис.6. Ячейка между наконечниками установки ФЛ-1

При разных значениях намагничивающего тока установки ФЛ-1 измерялись магнитные потоки и индукция в зазоре между пластинами ячейки при разном количестве ферромагнитного наполнителя в рабочей зоне. Наполнитель добавлялся порциями по 40 г, что равно по расчётному объёму 7860мм^3 . Малое

количество наполнителя распределялось в объёме рабочей зоны по возможности равномерно. При полном заполнении наполнитель уплотнялся. На рис. 7 показаны зависимости отношения магнитного потока в рабочей зоне при разном её заполнении ферромагнитным наполнителем к магнитному потоку при отсутствии наполнителя. Последняя порция наполнителя была равна лишь половине обычной порции.

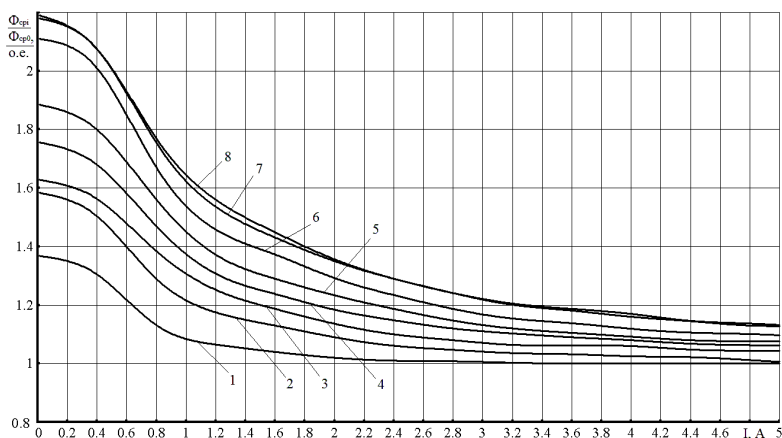


Рис. 7. Зависимости изменения магнитного потока при разном объёме наполнителя

Анализируя полученные кривые можно сделать вывод, что влияние на магнитный поток в рабочем зазоре ферромагнитного наполнителя практически пропорционально его количеству. При малых токах намагничивания до 1 А магнитный поток увеличивается резко. По ме-

ре роста тока от 1 до 3,6 А влияние наполнителя на проводимость рабочего постепенно уменьшается и при токах от 3,6 до 5 А, когда ферромагнитный наполнитель насыщается, проводимость рабочего зазора приближается к проводимости воздуха, рост не более 15 %. Однако влияние ферромагнитного наполнителя на магнитную проводимость рабочего зазора остается пропорциональным его количеству.

Выводы. Проведённый аналитический анализ и экспериментальные данные показывают, что наиболее вероятными, как и предполагалось, являются положения элементов ферромагнитного наполнителя в рабочем зазоре, соответствующие вариантам **Б** и **В**. Именно они дают наиболее близкие к эксперименту результаты, если учесть реальные размеры элементов наполнителя (рис. 3, 7).

Не следует стремиться к достижению в рабочем зазоре больших значений магнитного потока. Это приведёт к сильному насыщению ферромагнитного наполнителя и к уменьшению областей с локальными градиентами магнитного поля между чешуйками, где и удерживается МЖ и омагниченный нефтепродукт. Следовательно, использование постоянных магнитов для создания устройств объёмной очистки воды от нефтепродуктов оправдано не только энергетическими соображениями, но и повышением эффективности очистки воды, её качеством.

При использовании стружечного ферромагнитного наполнителя следует учитывать заметное уменьшение его магнитных свойств (рис. 7), что объясняется механической деформацией материала при обработке деталей. Улучшения свойств можно достичь отжигом наполнителя перед его использованием.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Морозов, Н.А.** Нанодисперсные магнитные жидкости в технике и технологиях / Н.А. Морозов, Ю.Б. Казаков – ИГЭУ, Иваново, 2011. – 264 с.

ВЛИЯНИЕ МИКРОСТРУКТУРЫ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ НА МАКРОСКОПИЧЕСКОЕ ДВИЖЕНИЕ ИХ КАПЕЛЬ В НЕОДНОРОДНОМ ПОСТОЯННОМ И ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Диканский Ю.И.¹, Борисенко О.В., Беджанян М.А., Нечаева О.А.
ФГАОУ ВО «Северо-Кавказский федеральный университет»,
г. Ставрополь, Российская Федерация,
E-mail: boricenکو.o.v@gmail.com

Аннотация: Магнитные эмульсии и аэрозоли все чаще находят практическое применение в технологических установках, поэтому процессы самоорганизации внутренних вращений структурных образований в таких средах под воздействием переменного магнитного поля должны оказывать существенное влияние на поведение отдельных капель. Информация об этом может быть полезна для управления подобными средами.

Ключевые слова: магнитная жидкость, спонтанно намагниченные агрегаты, самоорганизация внутренних вращений

INFLUENCE OF MICROSTRUCTURE OF FERROFLUID ON MACROSCOPIC MOTION OF FERROFLUID DROPS IN NONUNIFORM STEADY AND ALTERNATING MAGNETIC FIELD

Dikansky Yu.I.¹, Borisenko O.V., Bedzhanyan M.A., Nechaeva O.A.
North-Caucasus federal university, Stavropol, Russian Federation,
E-mail: boricenکو.o.v@gmail.com¹

Keywords: Ferrofluid based emulsions and aerosols are in common use in engineering. Self-organization of internal rotations of aggregates by the action of external alternating magnetic field influence on actions of single drops. This investigations are useful to control similar media.

Key words: ferrofluid, non-zero magnetic moment aggregates, self organization of internal rotations.

Процессы деформации капель магнитной жидкости (МЖ), самоорганизация внутренних вращений структурных образований под воздействием переменного магнитного поля должны оказывать существенное влияние на перемещение капель в неоднородных переменных полях. Информация об этом может быть полезна для управления движением магнитных эмульсий и аэрозолей. В связи с этим были проведены исследования движения капель магнитных жидкостей в неоднородном переменном магнитном поле. При этом было изучено движе-

ние капле, как однородной магнитной жидкости, так и содержащей намагниченные агрегаты. Исследования проводились с помощью установки, схематично представленной на рис. 1.

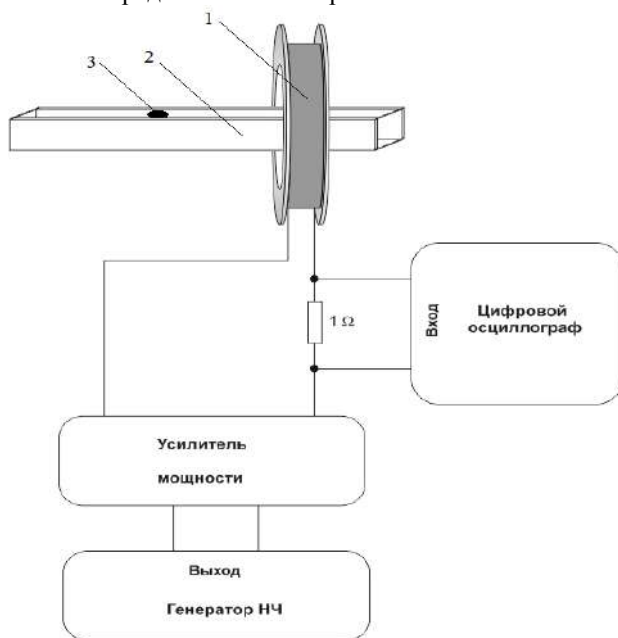


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Экспериментальная установка состоит из катушки индуктивности 1, вдоль оси которой располагалась стеклянная кювета 2, наполненная водой. На поверхность воды с помощью медицинского шприца вводилась капля магнитной жидкости 3, плотность которой меньше плотности воды. Для придания капле дискообразной формы в воду добавлялось небольшое количество поверхностно-активного вещества. При исследовании особенностей поведения капли в переменном магнитном поле по обмотке катушки пропускался переменный ток регулируемой частоты в диапазоне 0,5 – 5 Гц от генератора 3 с использованием усилителя мощности 4. В результате этого, вдоль поверхности воды создавалось переменное магнитное поле с амплитудой напряженности до 7 кА/м.

Измерение амплитудных значений напряженности магнитного поля осуществлялось путем измерения амплитудных значений напряжения на резисторе сопротивлением 1 Ом и мощностью 10 Вт при помощи цифрового осциллографа 5, что позволяло определять амплитуду силы тока в

обмотке катушки, после чего на основании аппроксимационного уравнения $H = f(I)$, полученного в ходе градуировки катушек, определять результирующую величину напряженности магнитного поля.

Процесс движения капли фиксировался с помощью цифровой видеокамеры при частоте съёмки 300 кадров в секунду, что позволило в последующем воспроизводить полученные видеозаписи на мониторе компьютера в замедленном режиме с целью анализа изменения формы капли.

Проведенные исследования выявили следующие особенности движения капель магнитной жидкости с различным структурным состоянием. Так, при включении неоднородного постоянного магнитного поля капли как однородной магнитной жидкости, так и содержащей агрегаты, принимают форму эллипса и приходят в направленное движение, перемещаясь поступательно в область сильного магнитного поля. Уравнение движения капли в этом случае может быть записано в виде:

$$\frac{\chi}{1+n\chi} \mu_0 V \frac{\partial H^2}{\partial x} - 6\pi\eta_0 R_{\text{экв}} v \frac{1+2\eta_0/3\eta}{1+\eta_0/\eta} = m \frac{dv}{dt} \quad (1)$$

где χ – магнитная восприимчивость магнитной жидкости, μ_0 – магнитная постоянная, n – размагничивающий фактор деформированной капли, V – ее объём, η_0 – коэффициент динамической вязкости внешней среды, η – коэффициент динамической вязкости магнитной жидкости, m – масса капли, $R_{\text{экв}}$ – эквивалентный радиус капли, v – скорость движения капли вдоль оси катушки, создающей неоднородное поле.

Величина

$$F_m = \frac{\chi}{1+n\chi} \mu_0 V \frac{\partial H^2}{\partial x}$$

в выражении (1) представляет собой магнитную силу, действующую на каплю, а слагаемое

$$F_{\text{сопр}} = 6\pi\eta_0 R_{\text{экв}} v \frac{1+2\eta_0/3\eta}{1+\eta_0/\eta}$$

описывает силу сопротивления среды с учётом вязких свойств исследуемого объекта [1, 2].

Величина $R_{\text{экв}}$ в последнем выражении представляет собой эквивалентный радиус капли, и в условиях настоящего эксперимента определяется известным соотношением [2, 3]:

$$R_{\text{экв}} = \frac{1}{3} \cdot \frac{8a}{-2\beta / (\beta^2 - 1) + (2\beta^2 - 1) / (\beta^2 - 1)^{3/2} \ln \left(\frac{\beta + \sqrt{\beta^2 - 1}}{\beta - \sqrt{\beta^2 - 1}} \right)},$$

где a и b – большая и малая полуоси капли, соответственно; β – отношение большой полуоси капли к её малой полуоси.

При этом эксцентриситет капли по мере её продвижения возрастает, что приводит к уменьшению силы сопротивления окружающей среды, а также дополнительному увеличению намагниченности капли за счет уменьшения размагничивающего фактора. В результате скорость и координата капли изменяются во времени быстрее, чем это должно происходить в случае движения в магнитном поле твёрдого ферромагнетика, обладающего неизменной формой. Очевидно, процессы деформации капли при её движении в неоднородном поле требуют их учета при его теоретическом описании и внесении изменений в приведенные выше уравнения.

Аналогичные исследования, проведенные в неоднородном переменном магнитном поле (в диапазоне частот от 0,5 до 5 Гц) выявили существенное отличие характера движения капель однородной МЖ и содержащей намагниченные агрегаты. При этом капли, не содержащие спонтанно намагниченных агрегатов, также поступательно перемещались в область сильного поля. Однако, их движение сопровождалось пульсацией их формы, обусловленной переменным характером напряжённости магнитного поля. При этом амплитуда колебаний формы капель в неоднородном переменном поле с фиксированной частотой по мере продвижения в область более сильного поля увеличивалась. Было установлено, что с ростом частоты поля частота колебаний большой оси капли первоначально возрастает, достигая максимума при частотах 1,5 – 2 Гц. При дальнейшем увеличении частоты поля наблюдалось уменьшение амплитуды колебаний капли, а при частотах поля порядка 5 Гц колебания формы полностью прекращались. В этом случае капля перемещалась поступательно, сохраняя эллиптическую форму, характеризующуюся некоторым средним значением эксцентриситета.

При движении капель со спонтанно намагниченными агрегатами в тех же полях форма капли изменялась незначительно, и, наряду с поступательным движением, наблюдались колебательно-вращательные движения капли относительно направления магнитного поля, амплитуда которых возрастала с ростом частоты поля. Как и в однородном переменном магнитном поле, вблизи некоторой критической частоты (для данных образцов порядка 1 Гц), наблюдалось стабильное вращение капли. Направление вращения капли носило случайный характер. По мере дальнейшего роста частоты скорость вращения убывала, и

при частотах выше 1 Гц капля вновь совершала колебательно-вращательное движение, амплитуда которого убывала с ростом частоты магнитного поля. При частотах выше 4 Гц колебательно-вращательное движение капли прекращалось, и объект совершал только поступательное движение. Как уже указывалось выше, описанное поведение капель связано с их структурой – сформированной системой намагниченных агрегатов, способных придать во вращательное движение при воздействии переменного поля. Очевидно, что микроскопическое вращение таких структурных образований должно оказывать существенное влияние на макроскопическое движение ограниченных объемов таких магнитных жидкостей. Действительно, проведенные исследования обнаружили ряд особенностей движения исследованных капель в неоднородном переменном магнитном поле.

В частности, установлено, что скорость поступательного движения капель однородной магнитной жидкости существенно отличается от скорости движения капли с хорошо развитой системой намагниченных агрегатов. Результаты исследований зависимости средней скорости движения капли, определяемой расстоянием, проходимым каплей за определённый промежуток времени, от частоты магнитного поля графически представлены на рис. 2, из которого следует, что скорость капель, не содержащих спонтанно намагниченные агрегаты (кривая 1), существенно выше скорости капель с подобными агрегатами (кривая 2). При этом скорость движения капель, содержащих агрегаты, с ростом частоты убывает, достигая минимального значения в области критической частоты 1 Гц, при которой колебательно-вращательное движение капли заменяется стабильно вращательным движением. По мере дальнейшего роста частоты скорость поступательного движения вновь возрастает. Капля при этом совершает колебательно-вращательное движение с затухающей амплитудой. При частотах магнитного поля порядка 3 Гц и выше капля продолжает двигаться только поступательно. При этом наблюдается стабилизация скорости капли.

Очевидно, что теоретическое обоснование особенностей движения капель однородной магнитной жидкости и магнитной жидкости, содержащей намагниченные агрегаты в неоднородном переменном магнитном поле требует учета многих факторов и является достаточно сложным. На качественном уровне такой характер движения исследуемых объектов может быть объяснён следующим образом. В диапазоне частот от 0,5 до 1 Гц с ростом частоты интенсивность колебательно-вращательного движения капли, как отмечалось выше, возрастает, что сопровождается увеличением расхода энергии на этот вид движения и уменьшением доли энергии, приходящейся на поступа-

тельный вид движения. В результате скорость поступательного движения капли убывает. По мере дальнейшего возрастания частоты поля наблюдается обратный эффект. Интенсивность колебательно-вращательного движения капли падает, что сопровождается меньшими расходами энергии на этот вид движения и ростом доли энергии, приходящейся на поступательное движение капли, растет, что ведёт к росту скорости поступательного движения.

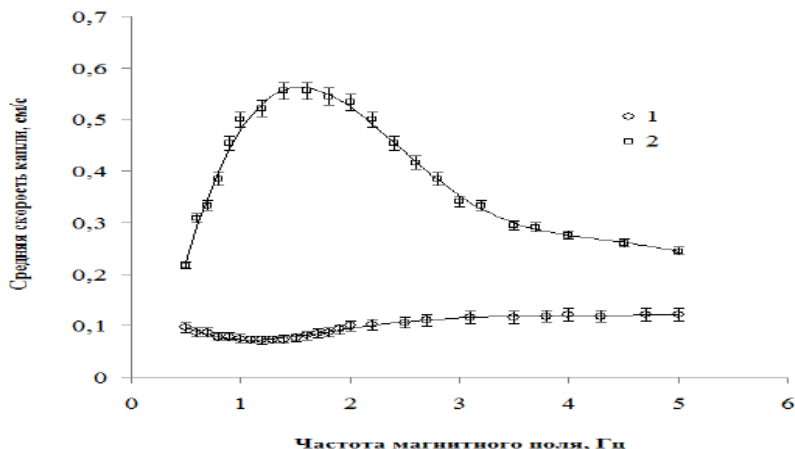


Рис. 2. Зависимость средней скорости поступательного движения капель от частоты магнитного поля: 1 – для капель, не содержащих агрегаты; 2 – для капель со спонтанно намагниченными агрегатами

Капля, не содержащая агрегатов, в переменном неоднородном поле, также участвует одновременно в двух видах движения: поступательном и колебательном. При этом колебания формы капли прекращаются при некоторой частоте поля, соответствующей максимальному значению скорости (кривая 1).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 16-03-00054), а также Министерства образования и науки РФ в рамках задания на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности в рамках базовой части государственного задания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Розенцвейг Р. Феррогидродинамика. //М.: Мир, 1989. – с. 356.
2. Блум Э.Я. Магнитные жидкости. //Рига: Зинатне, 1986. – с. 386.
3. Хаппель Дж. Гидродинамика при малых числах Рейнольдса. //М.: Мир, 1976. – с. 630.

ДЕФОРМАЦИЯ И ДВИЖЕНИЕ ТЕЛ ИЗ МАГНИТОУПРАВЛЯЕМЫХ МАТЕРИАЛОВ ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Пелевина Д.А.¹, Калмыков С.А., Налетова В.А., Турков В.А.
ФГБОУ ВО «Московский государственный университет имени
М.В. Ломоносова»
119991, Москва, Ленинские горы, Российская Федерация
E-mail: pelevina.daria@gmail.com¹

Аннотация: Экспериментально исследовано движение объектов из магнитоуправляемых материалов в вязкой немагнитной жидкости вблизи горизонтального дна сосуда в однородном вращающемся магнитном поле. Объекты вращаются в том же направлении, что и поле, и движутся вдоль дна. В качестве объектов рассмотрены вытянутые тела из намагничивающегося эластомера и капли магнитной жидкости. Получены зависимости средней скорости движения вдоль дна объектов от частоты, амплитуды приложенного магнитного поля и других параметров задачи. Для капли магнитной жидкости обнаружена зависимость направления движения вдоль дна от частоты магнитного поля.

Ключевые слова: магнитная жидкость, намагничивающиеся эластомеры, вращающееся магнитное поле, движение вдоль дна.

DEFORMATION AND MOTION OF THE BODY WITH MAGNETOCONTROLLABLE MATERIALS IN ROTATING MAGNETIC FIELD

Pelevina D.A.¹, Kalmykov S.A., Naletova V.A., Turkov V.A.
Lomonosov Moscow State University, Leninskiye gory, Moscow, 119991,
Russian Federation,
E-mail: pelevina.daria@gmail.com¹

Abstract: The motions of objects with magnetocontrollable materials in a viscous non-magnetic fluid near a horizontal bottom of a vessel in a uniform applied rotating magnetic field are examined experimentally. The objects rotate in the same direction as the field and are moving along the bottom. Two types of objects: prolate bodies with a magnetizable elastomer and magnetic fluid droplets are studied. Dependencies of an average velocity of objects on the field frequency for different field amplitudes and other parameters are obtained. The velocity direction dependence on the field frequency is found only for magnetic fluid droplets.

Key words: magnetic fluid droplet, body with a magnetizable elastomer, rotating magnetic field, motion along the bottom.



ПЕЛЕВИНА Дарья Андреевна к.ф.-м.н, старший научный сотрудник НИИ Механики МГУ. Имеет 58 научных публикаций, в том числе 13 статей в журналах. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФИ и президента РФ.



КАЛМЫКОВ Сергей Александрович, научный сотрудник НИИ Механики МГУ. Имеет 35 научных публикаций, в том числе 9 статей в журналах. Научно-исследовательская работа в области намагничивающихся эластомеров поощрялась грантами РФФИ.



НАЛЕТОВА Вера Арсеньевна д.ф.-м.н., профессор кафедры гидромеханики механико-математического факультета МГУ. Имеет 136 статей в реферируемых журналах. Научно-исследовательская работа в области гидродинамики магнитных жидкостей неоднократно поддерживалась грантами РФФИ.

ТУРКОВ Владимир Андреевич к.ф.-м.н, доцент, ведущий научный сотрудник НИИ Механики МГУ. Имеет 78 статей в реферируемых журналах.

Введение. Движение образцов из намагничивающихся материалов (магнитных жидкостей и намагничивающихся эластомеров) во вращающихся магнитных полях может быть использовано в микрофлюидике и при создании микророботов.

Капля магнитной жидкости начинает вращаться и меняет форму во вращающихся магнитных полях. Форма капли во вращающемся поле исследована в работах [1–5] экспериментально и теоретически. В [1] экспериментально наблюдались различные формы капли магнитной жидкости (звезда, петля, S-образные и т.д.) в окружающей немагнитной жидкости во вращающемся однородном магнитном поле. В [2] теоретически предсказаны S-образные формы капли. В [3] получен критерий разрыва капли в зависимости от параметров поля и жидкости и проведено сравнение теоретических и экспериментальных результатов. В [4,5] теоретически исследовано течение внутри и снаружи эллипсоидальной капли вязкой магнитной жидкости в отсутствии силы тяжести. Получено решение в виде одного вихря, вращающегося в ту же сторону, что и магнитное поле. В [6] экспериментально рассмотрено влияние вращающегося поля на группу капель магнитной жидкости. Получено вращение отдельных капель, вращение всей группы и вращение капель вокруг друг друга.

В этих работах рассмотрено поведение капли внутри немагнитной жидкости далеко от границы. При этом наблюдалось только вращательное движение и не наблюдалось движения центра масс.

Движение центра масс капли может быть получено во вращаю-

щемся магнитном поле, когда капля находится вблизи границы немагнитной жидкости. Такие случаи рассмотрены в [7,8,9]. В [7] экспериментально и численно исследовано движение капли магнитной жидкости вдоль поверхности раздела двух немагнитных жидкостей в высокочастотном вращающемся магнитном поле. Капля движется в направлении вращения магнитного поля. При теоретическом анализе предполагалось, что капля имеет сферическую форму и течение вызвано не равновесностью намагниченности, возникающей в быстро осциллирующих магнитных полях. В [8,9] экспериментально исследовано движение капли магнитной жидкости, имеющей контакт с горизонтальным дном кюветы, наполненной немагнитной жидкостью, во вращающемся однородном магнитном поле. Частота вращения поля ~ 1 Гц. Капля движется по дну в направлении вращения поля или в противоположном в зависимости от концентрации поверхностно активного вещества.

В данной работе экспериментально исследуется движение объекта из магнитоуправляемого материала: капли магнитной жидкости (МЖ) и вытянутого твердого тела из намагничивающегося эластомера (НЭ) в вязкой немагнитной жидкости вблизи горизонтального дна сосуда в однородном вращающемся с низкой частотой (~ 1 Гц) магнитном поле. В отличие от [8,9] капля МЖ левитирует в окружающей жидкости и не имеет контакта с дном. Обнаружен новый эффект – изменение направления движения капли МЖ вдоль дна при изменении частоты приложенного поля.

Экспериментальная установка. Однородное вращающееся приложенное магнитное поле H_∞ создается двумя парами электромагнитных катушек Гельмгольца (пара катушек с общей осью; расстояние между катушками равно радиусу катушек; на оси создается однородное поле). Вектор магнитного поля лежит в вертикальной плоскости $H_\infty = H_\infty(\cos \omega t, \sin \omega t)$, H_∞ – амплитуда магнитного поля, $\omega = 2\pi f$, f – частота поля.

Ток в катушках управляется при помощи пакета программ LabView. С помощью датчика Холла была произведена тарировка и установлено соотношение между током в катушках и магнитным полем. Измерено максимальное значение поля, которое может создаваться парами катушек $H_\infty = 373 \text{ Э}$. Частота поля изменялась в пределах $f < 20$ Гц. Рассмотрены магнитные поля, вращающиеся по часовой и против часовой стрелки. Получено, что величина скорости движения не зависит от направления вращения поля. Далее результаты будут представлены для поля, вращающегося по часовой стрелке.

Экспериментально рассмотрены объекты из магнитоуправляемого

материала (твердое тело из НЭ и капля МЖ), погруженные в немагнитную жидкость (НМЖ) меньшей плотности в прямоугольной кювете из оргстекла (длина $L = 7$ см, ширина $\delta = 1,5$ см, высота $h = 1,8$ м), см. рис. 1. Кювета помещается в центр системы катушек в область однородного поля. Движение объекта фиксировалось на цифровое видео. Дальнейшая обработка позволяет определить форму объекта, положение и вычислять среднюю скорость движения вдоль дна капли и твердого тела. Средняя скорость U вычисляется как отношение расстояния 3 см, выбранного в центре кюветы, чтобы избежать влияния боковых стенок на движение, ко времени за которое объект проходит это расстояние.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Движение тела из намагничивающегося эластомера. Рассмотрено движение эллипсоидальных твердых тел из силиконового эластомера с никелевыми микро-частицами (начальная магнитная восприимчивость $\chi_0=0,35$, плотность $\rho_b=3,6$ г/см³, объемная концентрация никеля $\varphi = 30\%$). Тело достаточно тяжелое, не левитирует и имеет контакт с дном. Рассмотрены три образца следующих размеров: p_1 (длинная ось $l = 4,3$ мм, короткая ось $d = 4$ мм), p_2 ($l = 5$ мм, $d = 3,5$ мм), p_3 ($l = 6,7$ мм, $d = 3$ мм), см. рис. 2, а.

Длинная ось твердого тела стремится ориентироваться вдоль поля, таким образом, тело вращается в ту же сторону, что и магнитное поле и катится вдоль дна только в одном направлении $U > 0$ (вправо).

Когда магнитное поле вращается с частотой ниже некоторого критического значения, твердое тело вращается с той же частотой, что и поле ($U=fL_b$, L_b – длина линии контакта тела с дном сосуда). При более высоких частотах твердое тело вращается неравномерно (тело не поворачивается полностью). Тем не менее, центр масс тела имеет положительную среднюю скорость, которая убывает при увеличении частоты. При некотором значении частоты тело останавливается и не вращается (колеблется, не меняя точки контакта с дном).

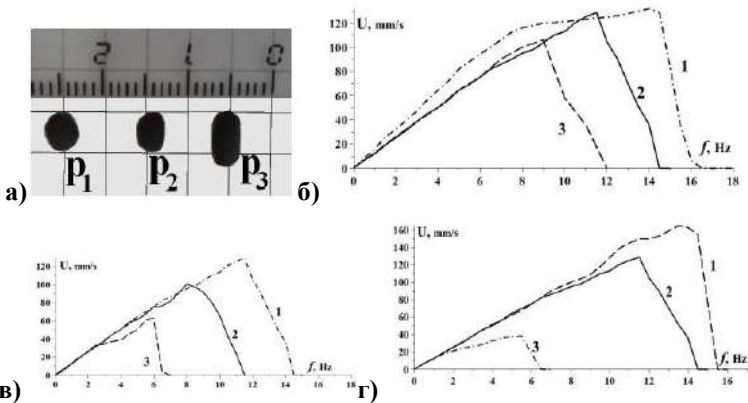


Рис. 2. а) Формы твердого тела из МЭ. б) —г) Зависимость средней скорости движения U от частоты f магнитного поля: б) Различная форма тела (в воде, $H_\infty = 350 \text{ Э}$): 1 — p_3 , 2 — p_2 , 3 — p_1 ; в) Различная амплитуда поля H_∞ (в воде, образец p_2): 1 — 350 Э, 2 — 250 Э, 3 — 150 Э; г) Различные НМЖ (образец p_2 , $H_\infty = 350 \text{ Э}$): 1 — воздух, 2 — вода, 3 — глицерин.

Получены зависимости средней скорости твердого тела от частоты магнитного поля для тел разных размеров (рис. 2, б) и различных значений амплитуды магнитного поля (рис. 2, в), различных НМЖ (рис. 2 г)). Во всех случаях получены немонотонные зависимости с одним максимумом: средняя скорость возрастает вместе с увеличением частоты, затем уменьшается. Диапазон частот, в котором движется центр масс твердого тела, и максимальная средняя скорость уменьшаются при уменьшении амплитуды поля и вытянутости тела, а также при увеличении вязкости окружающей жидкости.

Период вращения магнитного поля (0.1 – 4 с) велико по сравнению с временем релаксации намагниченности магнитной жидкости (10^{-6} с) или намагничивающегося эластомера (10^{-11} с). В этом случае в отличие от [7] можно считать, что намагниченность материала параллельна магнитному полю. При этом на вытянутый эллипсоид во вращающемся магнитном поле действует магнитный момент, вычисленный в [10]. Твердое тело начинает вращаться во вращающемся поле, и скорость движения вдоль дна определяется круговой частотой вращения поля ω ($\omega = 2\pi f$). Уравнение для круговой частоты вращения тела Ω получено в [11].

Для достаточно малых эллипсоидов уравнение для Ω имеет вид [12]: $d\beta/dt = \omega - \omega_c \sin \beta$, $\beta = \omega t - \theta$, $\Omega = d\theta/dt$, здесь $\omega_c = k \chi_b H_\infty^2 / \eta$, $k = k(a, b)$, χ_b — проницаемость МЭ, η вязкость окружающей жидкости.

Решение этого уравнения [12] показало, что круговая частота вращения тела равна круговой частоте вращения поля при $\omega < \omega_c$. При $\omega > \omega_c$ частота вращения твердого тела становится неустойчивой (может быть положительной или отрицательной). При этом средняя круговая частота вращения твердого тела положительна и убывает с увеличением ω . Средняя скорость движения вдоль дна U определяется частотой Ω и аналогичным образом зависит от частоты поля f . Таким образом, в эксперименте средняя скорость движения вдоль дна зависит от частоты приложенного поля так, как предсказывает теория.

Движение капли магнитной жидкости. В экспериментах была использована МЖ малого объема на основе легкого углеводорода с магнетитовыми микрочастицами (начальная магнитная восприимчивость $\chi_0 = 0,151$, намагниченность насыщения $M_f = 31,8$ Гс, плотность $\rho_f = 1,2$ г/см³). Ниже приведены результаты для капли объемом $V_0 = 14,2$ мм³.



Рис. 3. Форма МЖ а) $H_\infty = 75$ Э, $f = 3$ Гц; б) $H_\infty = 100$ Э, $f = 5$ Гц; в) $H_\infty = 125$ Э, $f = 4$ Гц

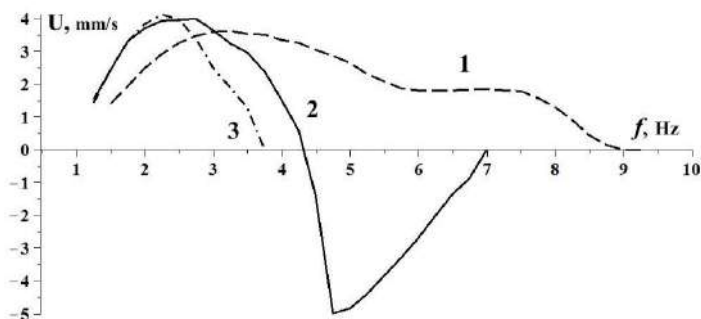


Рис. 4. Зависимость средней скорости капли МЖ U от частоты f магнитного поля при различных значениях H_∞ : 1 — 75 Э, 2 — 100 Э, 3 — 125 Э

Капля МЖ помещается в немагнитную жидкость (смесь глицерина и воды) при помощи шприца. Магнитное поле включается до того момента, когда капля коснется дна. В магнитном поле капля вытягивается, и ее форма вращается вместе с полем. Вытянутость капли возрастает с увеличением амплитуды магнитного поля. При достаточной частоте вращения магнитного поля капля левитирует около дна, не каса-

ьясь его. При низкой частоте и амплитуде магнитного поля ($f < 0,5$ Гц, $H_\infty < 75$ Э) капля не движется вдоль дна, вращается, оставаясь на месте, так как не левитирует и прилипает ко дну.

При некоторых значениях частоты и амплитуды поля наблюдается левитация и движение капли вдоль дна. Экспериментально получены зависимости средней скорости движения капли U от частоты f . При малых и достаточно больших частотах капля, продолжая вращаться с частотой вращения поля, не движется вдоль дна ($U=0$). Обнаружено два различных случая движения капли МЖ вдоль дна.

Первый случай. При некоторых параметрах магнитного поля капля катится вдоль дна, как при движении твердого тела (вправо), $U > 0$. Например, при $H_\infty = 75$ Э и $f > 0,5$ Гц капля имеет форму близкую к эллипсоиду вращения (см. рис. 3, а) и движется вправо. Зависимость скорости U от частоты f немонотонная, имеет один максимум, см. рис. 4, линия 1. При $f = 9$ Гц капля останавливается и при увеличении частоты не движется вдоль дна (рассмотрены частоты до 10 Гц). В отличие от движения твердого тела капля левитирует над дном и вращается с частотой вращения поля. Форма и положение капли в разные моменты времени (с шагом по времени $\Delta t = 0,07$ с) при движении в первом случае при $H_\infty = 75$ Э, $f = 3$ Гц приведены на рис. 5, а.

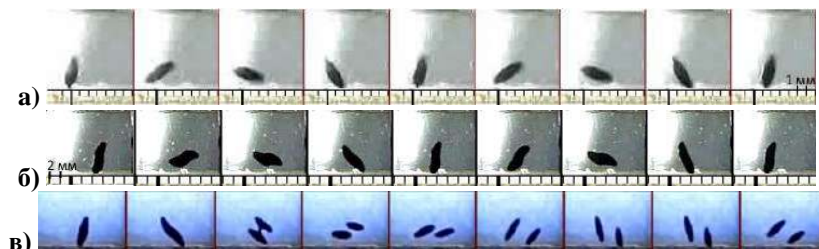


Рис. 5. Форма и положение капли МЖ в различные моменты времени $\Delta t = 0,07$ с:
а) $H_\infty = 75$ Э, $f = 3$ Гц; б) $H_\infty = 100$ Э, $f = 5$ Гц; в) $H_\infty = 125$ Э, $f = 4$ Гц

Второй случай. При некоторых значениях частоты и амплитуды магнитного поля капля МЖ катится вдоль дна в направлении, противоположном движению твердого тела (влево), $U < 0$. Например, при $H_\infty = 100$ Э и $f < 4,25$ Гц капля движется как в первом случае и при $f = 4,25$ Гц останавливается. Но при увеличении частоты ($f > 4,25$ Гц) капля меняет свою форму, становится S-образной (см. рис. 3, б), и вновь движется вдоль дна, но в направлении противоположном движению твердого тела $U < 0$ (см. рис. 4, линия 2). При этом капля МЖ продолжает вращаться в ту же сторону, что и магнитное поле (по часовой

стрелке). Зависимость величины средней скорости U от частоты f при движении влево не монотонная и имеет одно максимальное значение. Следует отметить, что максимальная скорость движения капли $|U|$ при движении влево больше, чем при движении вправо. При $f = 7$ Гц капля останавливается (не движется вдоль дна) и не движется при дальнейшем увеличении частоты. Тем не менее, капля МЖ левитирует над дном и вращается с частотой вращения поля. Форма и положение капли в разные моменты времени (с шагом по времени $\Delta t = 0,07$ с) при движении влево при $H_\infty = 100$ Э, $f = 5$ Гц приведены на рис. 5, б.

В отличие от движения твердого тела максимальное значение средней скорости капли МЖ слабо зависит от амплитуды приложенного поля. Но значение частоты f , при которой достигается максимум средней скорости, и частоты, при которой капля останавливается, убывает при увеличении амплитуды H_∞ .

В экспериментах обнаружены значения амплитуды поля H_∞ , при которых капля МЖ при достижении некоторой частоты разрывается на две капли меньшего объема, см. рис. 3, в. Например, при $H_\infty = 125$ Э капля останавливается при $f = 3,75$ Гц. Затем при $f = 4$ Гц капля МЖ меняет форму, начинает двигаться влево и разрывается на более мелкие капли. Капли вращаются в том же направлении, что и поле. После распада верхняя капля сразу же начинает движение вправо. Нижняя капля сначала продолжает двигаться влево, затем останавливается и движется вправо. Обе капли, двигаясь вправо, влияют на движение друг друга и вращаются одна относительно другой. Разрыв капли МЖ на две капли при $H_\infty = 125$ Э, $f = 4$ Гц приведен на рис. 5, в.

В отличие от твердого тела капля всегда вращается в ту же сторону и с той же частотой, что и поле. Магнитные силы деформируют поверхность капли и вызывают течение внутри и снаружи капли. Стоит отметить, что в эксперименте мы наблюдаем вращение формы капли МЖ. При этом капля левитирует над дном сосуда во время вращения.

Когда капля имеет эллипсоидальную форму, то она движется вдоль дна как при движении твердого тела. Движение вызвано вихрем, возникающим вокруг эллипсоида, как это показано в [5]. Число Рейнольдса мало ($Re \approx 0.1$) и вязкость существенна. Вязкая сила, действующая на каплю, направлена вправо и, таким образом, капля движется вдоль дна вправо.

В отличие от твердого тела, капля меняет форму на S-образную при некоторых параметрах поля и движется при этом в обратном направлении. Следует отметить, что параметры поля, при которых капля меняет форму, исследованы в [1]. Изменение формы капли и изменение направления движения связаны между собой, так как при из-

менении формы меняется течение внутри и снаружи капли.

Выводы. Экспериментально исследовано вращательное движение и движение центра масс объектов из намагничивающихся материалов (магнитных жидкостей и намагничивающихся эластомеров) погруженных в немагнитную жидкость вблизи горизонтального дна в однородном вращающемся поле. Получены немонотонные зависимости средней скорости движения вдоль дна таких тел от частоты магнитного поля.

Частота вращения твердого тела из НЭ зависит от частоты поля и становится равной нулю при некотором значении частоты. При этом тело перестает двигаться вдоль дна. Тело достаточно тяжелое, не левитирует в эксперименте и катится вдоль дна только в положительном направлении.

В отличие от твердого тела, капля МЖ левитирует около дна и ее форма вращается с частотой вращения поля. Капля магнитной жидкости может изменять направление движения вдоль дна в зависимости от частоты поля. Когда капля МЖ катится в положительном направлении, ее форма близка к эллипсоиду вращения. Когда частота магнитного поля превышает некоторое значение, капля меняет форму (становится S-образной) и начинает двигаться в другом направлении. Явление изменения направления движения капли вызвано изменением формы и перестройкой течений внутри и снаружи капли.

Работа выполнена при поддержке гранта президента РФ МК-4541.2016.1 и гранта РФФИ 16-51-12024.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **E. Janiaud, F. Elias, J.-C. Bacri, V. Cabuil, R. Perzynski.** Spinning ferrofluid microscopic droplets // *Magnetohydrodynamics*, Vol. 36, N 4, 2000, pp. 365—378.
2. **A. Cebers.** Dynamics of an elongated magnetic droplet in rotating field // *Physical Review E*, Vol. 66, 2002, pp. 061402-1—061402-6.
3. **A.V. Lebedev and K. I. Morozov.** Dynamics of a drop of magnetic liquid in a rotating magnetic field // *JETP Letters*, Vol. 65, N 2, 1997, pp. 160—165.
4. **A.V. Lebedev, A. Engel, K.I. Morozov, H. Bauke.** Ferrofluid drops in rotating magnetic fields // *New Journal of Physics*, Vol. 5, 2003, pp. 57.1—57.20.
5. **K.I. Morozov.** Rotation of a droplet in a viscous fluid // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, Vol. 85, N 4, 1997, pp. 728—733.
6. **C.-Y. Chen, Y.-C. Ysueh, S.-Y. Wang, Y.-H. Li.** Self-assembly and novel planetary motion of ferrofluid drops in a rotational magnetic field // *Microfluid Nanofluid*, 2014, DOI: 10.1007/s10404-014-1472-1.
7. **V. Sterr, R. Krauss, K.I. Morozov, I. Rehberg, A. Engel and R. Richter.** Rolling ferrofluid drop on the surface of a liquid // *New Journal of Physics*, Vol. 10, 2008, 063029.
8. **A. Zakinyan, O. Nechaeva, Yu. Dikansky.** Motion of a deformable drop of magnetic fluid on a solid surface in a rotating magnetic field // *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 39, 2012, pp. 265—268.

-
9. **A. Zakinyan, L. Mkrtchan, Yu. Dikansky.** Dynamics of the drops of a magnetic fluid on a solid surface in a rotating magnetic field. In: Proc. of conference "IV Russian Scientific Conference Physical-chemical and applied problems of dispersed magnetic nanosystems", 2013, pp. 96—100.
 10. **L.D. Landau & E.M. Lifshitz.** Electrodynamics of Continuous Media. Pergamon Press, 1960, 417 pp.
 11. **A.D. Shine and R.C. Armstrong** The rotation of a suspended axisymmetric ellipsoid in a magnetic field // Rheol. Acta, Vol. 26, 1987, pp. 152—161.
 12. **K. Erglis, Q. Wen, V. Ose, A. Zeltins, A. Sharipo, P. A. Janmey, A. Cebers.** Dynamics of Magnetotactic Bacteria in a Rotating Magnetic Field // Biophysical Journal, Vol. 93, 2007, pp. 1402-1412.

МАГНИТНАЯ ЖИДКОСТЬ ПОД ПОЛИМЕРНОЙ ПЛЕНКОЙ МЕЖДУ СООСНЫМИ ЦИЛИНДРАМИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ЛИНЕЙНОГО ПРОВОДНИКА

Виноградова А.С.¹, Турков В.А., Налетова В.А.

ФГБОУВО «Московский государственный университет имени
М.В. Ломоносова», 119991, Российская Федерация, Москва,
Ленинские горы, д. 1,
E-mail: vinogradova-as@mail.ru¹

Аннотация: В данной работе теоретически и численно исследуется магнитная жидкость под полимерной пленкой между соосными цилиндрами в магнитном поле линейного проводника с током. Форма статической свободной поверхности магнитной жидкости описывается аналитическим решением. Вычислены различные объемы и формы магнитной жидкости при фиксированных высоте закрепления полимерной пленки, толщине зазора между соосными цилиндрами и токе в проводнике. Изучена возможность образования и разрушения магнитожидкостной перемычки между цилиндрами с помощью изменения магнитного поля. Полученные результаты следует учитывать при конструировании различных устройств с управляемыми объемами магнитной жидкости.

Ключевые слова: магнитная жидкость, свободная поверхность, полимерная пленка, магнитное поле, линейный проводник.

MAGNETIC FLUID COVERED BY A POLYMER FILM BETWEEN COAXIAL CYLINDERS IN THE MAGNETIC FIELD OF A LINE CONDUCTOR

. Vinogradova A.S.¹, Turkov V.A. , Naletova V.A

Lomonosov Moscow State University, Leninskie Gory 1,
119991, Moscow, Russian Federation,
E-mail: vinogradova-as@mail.ru¹

Abstract: Magnetic fluid covered by a polymer film between coaxial cylinders in the magnetic field of a line conductor is studied theoretically and numerically in the present paper. Static shape of the magnetic fluid free surface is described by an analytical solution. Different magnetic fluid volumes and shapes are calculated for the following fixed parameters: height of attaching of the polymer film, thickness of the gap between coaxial cylinders and current in the conductor. The possibility to form and break up the magnetic fluid bridge between cylinders by varying the magnetic field is investigated. The obtained results should be taken into account for the construction of different devices with controlled magnetic fluid volumes.

Keywords: magnetic fluid, free surface, polymer film, magnetic field, line conductor.



ВИНОГРАДОВА Александра Сергеевна – н.с. лаборатории физико-химической гидродинамики НИИ Механики МГУ. Имеет 44 научные публикации, в том числе 5 статей в реферируемых журналах.



ТУРКОВ Владимир Андреевич – к.ф.-м.н., в.н.с. лаборатории физико-химической гидродинамики НИИ Механики МГУ. Имеет 78 статей в реферируемых журналах.



НАЛИЕТОВА Вера Арсеньевна – д.ф.-м.н., профессор кафедры гидромеханики механико-математического факультета МГУ. Имеет 136 статей в реферируемых журналах. Научно-исследовательская работа в области гидродинамики магнитных жидкостей неоднократно поддерживалась грантами РФФИ.

Введение. Форма свободной поверхности магнитной жидкости в магнитном поле линейного проводника с током меняется при постепенном изменении тока в проводнике. В статье [1] скачкообразное изменение формы капли магнитной жидкости на линейном проводнике с током было исследовано теоретически и экспериментально при малых магнитных полях в случае смачивания магнитной жидкостью проводника. При произвольных магнитных полях в работе [2] исследовано поведение (образование и разрушение) перемычки из магнитной жидкости между двумя соосными цилиндрами в магнитном поле линейного проводника с током в случае несмачивания цилиндров магнитной жидкостью. В статье [3] решена аналогичная задача в случае смачивания. В работе [4] в однородном приложенном магнитном поле теоретически исследовано влияние упругой пленки, разделяющей магнитную жидкость и окружающую среду, на форму поверхности магнитной жидкости, содержащей цилиндр из намагничивающегося материала.

В данной работе теоретически и численно исследуется магнитная жидкость под полимерной пленкой между соосными цилиндрами в магнитном поле линейного проводника с током. Изучается возможность открытия и закрытия зазора между цилиндрами перемычкой из магнитной жидкости, покрытой полимерной пленкой, с помощью изменения магнитного поля.

Постановка и решение задачи. Пусть тяжелая, несжимаемая, однородная, изотермическая магнитная жидкость конечного объема V на линейном проводнике радиуса r_0 с током I_0 ограничена соосным ему цилиндром кругового сечения радиуса $R_c > r_0$. Далее, без ограничения

общности будем считать, что линейный проводник расположен вертикально. Рассмотрим статику постоянного объема магнитной жидкости при наличии эластичной полимерной пленки на ее поверхности (рис. 1).

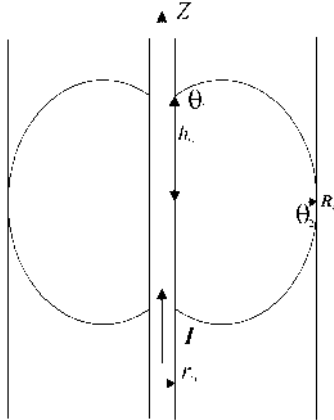


Рис. 1. Магнитная жидкость под полимерной пленкой между соосными цилиндрами в магнитном поле линейного проводника с током

Полимерная невесомая и бесконечно растяжимая пленка закреплена на фиксированной высоте $h_0 = h(r_0)$. Пленка отделяет магнитную жидкость от немагнитной жидкости с той же плотностью (случай гидроневесомости). Теоретически наличие растяжимой полимерной пленки описывается эффективным поверхностным натяжением: считается, что поверхностное натяжение жидкости и пленки совпадают. При постоянном значении тока в проводнике магнитная жидкость занимает некоторое положение равновесия, а при квазистатическом изменении тока в проводнике форма свободной поверхности магнитной жидкости меняется, занимая новые положение равновесия. Следовательно, угол θ_1 между касательной к поверхности жидкости и вертикальной осью z , направленной вертикально вверх вдоль оси проводника, тоже меняется, однако поверхность контакта магнитной жидкости с проводником остается постоянной из-за закрепления пленки на фиксированной высоте. При $\theta_1 = 180^\circ$ пленка прилипает к проводнику. Угол между касательной к поверхности жидкости и внешним цилиндром $\theta_2 = 180^\circ$, так как пленка может лишь прилипнуть к внешнему цилиндру.

В силу симметрии задачи поверхность магнитной жидкости есть поверхность вращения, то есть $z = h(r)$, $r^2 = x^2 + y^2$, и магнитное поле линейного проводника $H(r) = 2I/(cr)$ [5], где c – скорость света в вакууме, не искажается на поверхности магнитной жидкости. Намагничен-

ность магнитной жидкости M_f описывается формулой Ланжевена [6]: $M_f(\xi) = M_S L(\xi)$, $L(\xi) = \text{cth } \xi - 1/\xi$, $\xi = mH/(kT)$, $m = M_S/n$. Здесь T – температура жидкости, k – константа Больцмана, M_S – намагниченность насыщения магнитной жидкости, n – число ферромагнитных частиц в единице объема магнитной жидкости.

Уравнение гидростатики имеет следующий вид [7]:

$$-\vec{\nabla} p_i + M_i(H)\vec{\nabla} H + \rho_i \vec{g} = \vec{0}, \quad i = f, l, \quad (1)$$

где индексы f и l обозначают магнитную и немагнитную жидкость ($M_l = 0$), окружающую магнитную жидкость, p – давление в жидкости, ρ – плотность жидкости, \vec{g} – ускорение свободного падения. Из уравнения (1) играничного условия на свободной поверхности $h(r)$: $p_l - p_f = 2\sigma K$, $K = K(h', h'')$, где σ – коэффициент поверхностного натяжения, можно получить общее аналитическое решение для любой осесимметричной формы свободной поверхности магнитной жидкости в любом осесимметричном магнитном поле в случае гидроневесомости. Выпишем в безразмерном виде формулу, описывающую в магнитном поле линейного проводника с током форму поверхности магнитной жидкости, находящейся выше горизонтальной плоскости $z = h(R_c)$:

$$h^*(r^*) = - \int_{r^*}^{R_c^*} \frac{G}{(1-G^2)^{1/2}} dr^* + D, \quad G(r^*) = \frac{C}{r^*} + Br^* - \frac{P_1}{r^*} \int_1^{r^*} r^* P^*(r^*, \xi_0) dr^*, \quad (2)$$

где $P^*(r^*, \xi_0) = \ln[\text{sh}(\xi_0 H^*)/(\xi_0 H^*)]$, а B , C , D – неизвестные константы. Здесь введены следующие безразмерные параметры: $r^* = r/r_0$, $R_c^* = R_c/r_0$, $h^* = h/r_0$, $H^* = H/H_0 = 1/r^*$, $H_0 = H(r_0) = 2I/(cr_0)$, $\xi_0 = mH_0/(kT)$, $P_1 = nkTr_0/\sigma$. Далее звездочки опускаются и параметры считаются безразмерными, если не оговорено другое. Форма поверхности магнитной жидкости, находящейся ниже горизонтальной плоскости $z = h(R_c)$, симметрична форме поверхности из уравнения (2) относительно этой горизонтальной плоскости.

Граничное условие на проводнике, при $r = 1$, дает следующее равенство:

$$h(r=1) = h_0 = - \int_1^{R_c} \frac{G}{(1-G^2)^{1/2}} dr + D. \quad (3)$$

Из геометрического смысла производной следует, что $h' = \text{tg } \beta$, где β – угол наклона касательной. Тогда из формулы (2) следует, что $|G(r)| = |\sin \beta|$. При $r = R_c$ функция $h(r)$ убывает, а касательная в этой точке вертикальная (неизвестная константа $D = h(R_c)$ отвечает за смещение этой точки вдоль вертикальной оси z), то есть $\beta = 90^\circ$, поэтому уравнение $G(r = R_c) = -\sin \beta = -1$ дает следующее равенство:

$$\frac{C}{R_c} + BR_c - \frac{P_1}{R_c} \int_1^{R_c} rP(r, \xi_0) dr = -1. \quad (4)$$

Если задать высоту h_0 , константу D , толщину зазора между цилиндрами R_c и ток ξ_0 , то из системы уравнений (3), (4) можно определить неизвестные константы B и C , зная которые определяется форма поверхности магнитной жидкости $h(r)$ из уравнения (2). Зная форму поверхности магнитной жидкости, можно вычислить объем V :

$$V = 4\pi \int_1^{R_c} r h dr = 4\pi \int_1^{R_c} h \frac{dr^2}{2} = 4\pi \left(\frac{D}{2} (R_c^2 + 1) + \int_1^{R_c} \frac{1-r^2}{2} \frac{G}{(1-G^2)^{1/2}} dr \right). \quad (5)$$

Численное моделирование. Для численного расчета форм поверхности магнитной жидкости задаются размерные значения параметров задачи: например, $r_0 = h_0 = 0,065$ см, $T = 300^\circ\text{K}$, $n = 1,89 \cdot 10^{17}$ см⁻³, $M_S = 56,6$ Гс, $\sigma = 12$ дин/см.

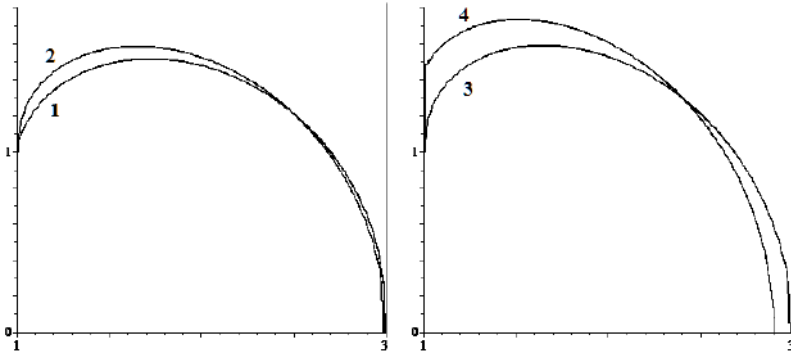


Рис. 2. Формы поверхности магнитной жидкости, покрытой полимерной пленкой, между соосными цилиндрами в магнитном поле линейного проводника с током

На рис. 2 при безразмерных параметрах (толщине $R_c = 3$ и объеме $V = 62,5$) изображены формы поверхности магнитной жидкости, покрытой полимерной пленкой, которая закреплена на высоте $h_0 = 1$, между соосными цилиндрами в магнитном поле линейного проводника для разных значений тока ξ_0 . При токе $\xi_0 = 0$ магнитная жидкость перекрывает зазор между цилиндрами (линия 1: константа $D = 0,1$ и угол $\theta_1 = 178,6^\circ$). Далее, при увеличении тока в проводнике магнитная жидкость притягивается к проводнику (например, линия 2: $\xi_0 = 0,3$, $D = 0,005$, $\theta_1 = 180^\circ$, то есть пленка прилипает к проводнику). При токе $\xi_0 = 0,308$ магнитная жидкость касается внешнего цилиндра и открывает зазор между цилиндрами (линия 3: константа $D = 0$ и угол $\theta_1 = 180^\circ$). Далее, при увеличении тока в проводнике магнитная жид-

кость образует каплю на проводнике (линия 4: $\zeta_0 = 0,4$, $D = 0$, $\theta_1 = 180^\circ$). Для закрытия зазора между цилиндрами необходимо уменьшить ток до $\zeta_0 = 0,308$. Итак, с помощью изменения магнитного поля возможно открывать и закрывать зазор между цилиндрами, используя перемычку из магнитной жидкости, покрытой полимерной пленкой.

Выводы. Предложена методика расчета формы поверхности и объема магнитной жидкости, покрытой полимерной пленкой, между соосными цилиндрами в магнитном поле линейного проводника с током при фиксированных высоте закрепления полимерной пленки, толщине зазора между цилиндрами и токе. Проведенный в математическом пакете Maple численный расчет при некоторых параметрах задачи показал возможность открытия и закрытия зазора между цилиндрами перемычкой из магнитной жидкости, покрытой полимерной пленкой, с помощью изменения магнитного поля. В различных устройствах на основе магнитной жидкости, в которых периодически меняется магнитное поле (насосах, клапанах, прерывателях, дозаторах), наличие поверхностной полимерной пленки необходимо для предотвращения перемешивания жидкостей и уноса магнитной жидкости потоком соседней среды. Полученные результаты следует учитывать при конструировании таких устройств. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 16-51-12024).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J.-C. Bacri, C. Frenois, R. Perzynski, D. Salin. Magnetic Drop-sheath Wetting Transition of a Ferrofluid on a Wire // *Rev. Phys. Appl.*, vol. 23, 1988 (6), pp. 1017-1022.
2. V.A. Naletova, V.A. Turkov, A.S. Vinogradova. A magnetic fluid bridge between coaxial cylinders with a line conductor // *Physics Procedia*, vol. 9, 2010, pp. 68-73.
3. A.S. Vinogradova, V.A. Naletova, V.A. Turkov. Magnetic fluid bridge between coaxial cylinders with a line conductor in case of wetting // *Solid State Phenomena*, vol. 233-234, 2015, pp. 335-338.
4. D.A. Pelevina, V.A. Naletova, V.A. Turkov. The behaviour of a magnetic fluid covered with an impermeable film in a non-uniform magnetic field // *Magnetohydrodynamics*, vol. 49 (4), 2013, pp. 536-540.
5. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред // М.: Наука, 1982.
6. Вонсовский С.В. Магнетизм // М.: Наука, 1971.
7. Розенцвейг Р. Феррогидродинамика // М.: Мир, 1989.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭГД ТЕЧЕНИЙ В СИММЕТРИЧНОЙ СИСТЕМЕ ЭЛЕКТРОДОВ ПРИ РАЗНЫХ ЗНАЧЕНИЯХ НИЗКОВОЛЬТНОЙ ПРОВОДИМОСТИ

Ашихмин И.А., Стишков Ю.К.¹

Санкт-Петербургский Государственный Университет,

Санкт-Петербург, Россия

¹E-mail: y.stishkov@spbu.ru

Аннотация: В данной работе представлены результаты компьютерного моделирования ЭГД течений в симметричной системе электродов типа провод-провод при разных значениях низковольтной проводимости. Моделирование производилось с помощью метода конечных элементов на базе системы уравнений, которая включает в себя уравнение Пуассона, Навье-Стокса и уравнения Нернста-Планка. Было получено, что уровень низковольтной проводимости влияет не только на ток, протекающий через жидкость, но и на структуру возникающих ЭГД-течений.

Ключевые слова: электрогидродинамика, моделирование, инжекционный массоперенос, симметричные электроды, проводимость

MODELING OF EHD FLOWS IN A SYMMETRIC ELECTRODE SYSTEM WITH VARIOUS VALUES OF LOW-VOLTAGE CONDUCTIVITY

I.A. Ashikhmin, Yu. K. Stishkov¹

St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia

¹E-mail: y.stishkov@spbu.ru

Annotation: This paper presents the results of computer simulation of EHD flows in symmetric wire-wire electrode system with different values of low-voltage conductivity. Simulation was carried out using the finite element method based on the next set of equations: the Poisson equation, the Navier-Stokes equation and the Nernst-Planck ones. It was found that the level of the low-voltage conductivity affects not only the electrical current, but also it changes the structure of arising EHD flows.

Keywords: Electrohydrodynamics, computer simulation, ion-drag pump, symmetric electrode system, conductivity



СТИШКОВ Юрий Константинович окончил аспирантуру Ленинградского Государственного Университета в 1971 году. В 1986 году защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физ.-мат наук. Имеет более 200 научных публикаций, в том числе монографию и 9 учебных пособий. В настоящее время является директором Научно-образовательного центра «Электродифизика», зав. лабораторией электрофизики, профессором кафедры радиофизики физического факультета СПбГУ, доктором физ.-мат. наук.



АШИХМИН Илья Алексеевич специалист ресурсного центра "Геомодель" СПбГУ. В 2011 получил степень магистра прикладных математики и физики по теме: «Моделирование ЭГД течений в симметричной системе электродов расположенных в канале с диэлектрическими стенками». Автор более 10 научных публикаций.

Введение

Симметричные системы электродов типа провод-провод интересны прежде всего тем, что позволяют наиболее полно исследовать инжекционный механизм зарядообразования. Ранее опубликованные исследования [1] касались в основном т.н. сквозного ЭГД-течения, возникающего в симметричной системе электродов при несимметричной инжекции в непроводящую жидкость. В частности, было показано, что разнообразие видов течения в симметричной системе электродов может быть объяснено изменением соотношения токов инжекции с электродов [2]. Однако в экспериментах было обнаружено, что изменение примесного состава приводит не только к изменению инжектирующих свойств электродов, но и к изменению собственной низковольтной проводимости жидкости [3].

В данной работе представлены результаты численного моделирования ЭГД течения в кювете с диэлектрической жидкостью с конечным уровнем низковольтной проводимости. Особенности симметричной системы электродов: в такой системе напряженности поля на электродах, рассчитанные без учета объемного заряда, практически одинаковы. В зависимости от примесного состава жидкости и величины электрического поля в таких системах могут наблюдаться как симметричные вихревые гидродинамические структуры, так и сквозное течение.

Постановка задачи

В работе рассматриваются течения в симметричной системе провод-провод с одинаковыми радиусами электродов равными 250 мкм. Расстояние между электродами 11 мм. В качестве рабочей жидкости был выбран полидиметилсилоксан (ПДМС) со следующими свойствами: плотность $\gamma=970 \text{ кг/м}^3$, диэлектрическая проницаемость $\epsilon=2.5$, динамическая вязкость $\eta=4,5 \cdot 10^{-3} \text{ Па}\cdot\text{с}$, подвижность ионов

$b_1=b_2=b=10^{-8}\text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, коэффициент диффузии вычислялся с помощью соотношения Эйнштейна. Система уравнений и граничные условия подробно описаны в [2].

Низковольтная проводимость в жидких диэлектриках обуславливается термической диссоциацией примесных молекул, причем равновесная концентрация ионов связана с низковольтной проводимостью:

$$c_1^0 = c_2^0 = \frac{\sigma_0}{(b_1 + b_2) \varepsilon_0} \quad (1)$$

Помимо начальных концентраций для расчета проводимости необходимо определить в модели реакции диссоциации и рекомбинации. Это можно сделать [4] с помощью следующего выражения для функции источника из уравнения:

$$g(\varphi, c_1, c_2) = \frac{\sigma_0^2}{\varepsilon \varepsilon_0 \varepsilon_0 (b_1 + b_2)} - \frac{(b_1 + b_2) \varepsilon_0}{\varepsilon \varepsilon_0} c_1 c_2 \quad (2)$$

Первый член этого выражения описывает процессы рождения положительных и отрицательных ионов за термической диссоциации, второй — рекомбинацию в соответствии с законом Ланжевена.

Ток инжекции с электродов в общем случае зависит от скорости окислительно-восстановительных реакций на электродах. Соответственно, скорость этих реакций определяется составом примесей, состоянием поверхности металла и напряженностью электрического поля. Учесть все эти эффекты и вывести теоретическую зависимость не удастся. Поэтому для описания этих процессов используются разнообразные модельные приближения, определяющие инжекционную функцию по типу зависимостей Шоттки, Фаулера-Нордгейма или линейным образом. Коэффициенты для этих зависимостей получают из экспериментальных данных. В данной работе мы будем использовать линейную зависимость вида:

$$J_i(E) = A_i(E - E_0)H(E - E_0) \quad (3)$$

Здесь E_0 - пороговое значение напряженности электрического при котором начинают регистрироваться ЭГД течения в данной системе. $H(x)$ - функция Хевисайда. Целью данной работы является описание влияния проводимости на структуру течений и оценка влияния проводимости на параметр A_i .

По экспериментальным данным было установлено, что ЭГД течения в данной системе электродов при проводимости 40 пкСм/м возникают при напряженностях электрического поля порядка 1 кВ/см. Будем считать, что это напряжение соответствует порогу возникновения инжекции (3).

Результаты и их обсуждение

Далее, коэффициент инжекции ионов с отрицательного (верхнего) электрода в два раза меньше, чем с отрицательного. Это справедливо для электронно-акцепторной примеси, коей является бутанол.

В результате моделирования в жидкостях с низковольтной проводимостью 10^{-11} См/м было получено (рис. 1а) следующее распределение поля скоростей (справа) и электрического заряда (слева) в системе провод-провод. На верхнем отрицательном электроде задан повышенный уровень инжекции):

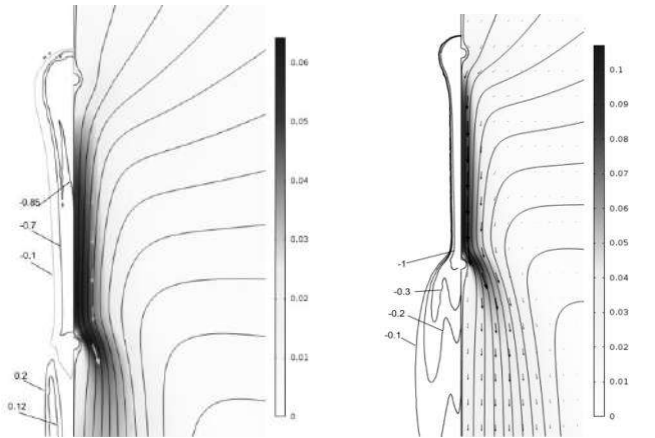


Рис. 1. Слева (а): проводимость 10^{-11} См/м, ток инжекции $A=1.5 \cdot 10^{-11}$ А/м², справа (б): проводимость 10^{-10} См/м, ток инжекции $A=10^{-10}$ А/м².

Для инжекции с анода положительных ионов коэффициент инжекции задавался в два раза меньше. Заряд здесь и далее в мКл/м³, скорость в м/с

Из рис. 1а видно, что от верхнего отрицательного электрода струйка отрицательного заряда распространяется на всю длину межэлектродного промежутка и даже заходит за второй электрод. За положительным электродом мы видим струйку положительного заряда, которая также распространяется в направлении течения. За положительным электродом наблюдается биполярная заряженная структура, которая, во-первых, обеспечивает вторичное ускорение жидкости, а во-вторых приводит к тому, что в заэлектродной области происходит рекомбинация заряда.

Поскольку заряд проникает на всю длину МЭП, то ускорение жидкости также происходит вплоть до пассивного электрода, и мы можем увидеть, что максимум скорости лежит вблизи положительного (нижнего) электрода. Моделирование для значений проводимостей соот-

ветствующих малым концентрациям бутанола показало, что коэффициенты инъекции необходимые для получения распределения поля скоростей в соответствии с данными эксперимента должны быть пропорциональны проводимости жидкости. Аналогичная картина получена ранее для случая инъекции в непроводящую жидкость.

Из этих графиков рис. 1б видно, что при проводимости 0,1 нСм/м картина формирования течений имеет существенные отличия от случая инъекции в менее проводящую жидкость. С активного электрода к противоэлектроду, как и в предыдущем случае распространяется одноименно заряженная струйка, однако плотность заряда в ней падает значительно быстрее, а за пассивным электродом струйка одноименного положительного заряда отсутствует, а имеется область отрицательного заряда, которая существенно расширена. Поэтому на графике распределения скоростей (рис. 1б) зона ускорения расположена несколько ближе к активному электроду, а за пассивным электродом зона вторичного ускорения жидкости практически отсутствует.

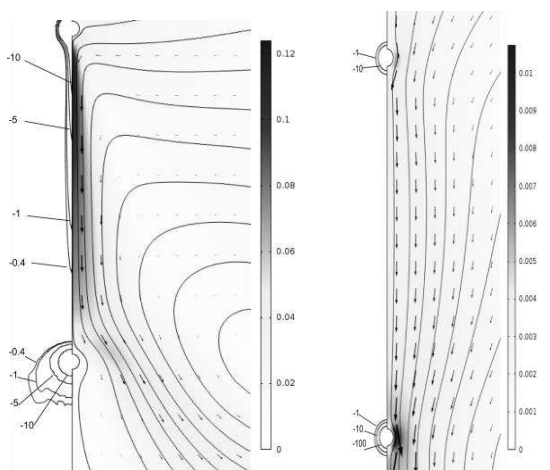


Рис. 2. справа (а): проводимость 10^{-9} См/м, ток инъекции $A_e=4 \cdot 10^{-10}$ А/м², слева (б)

На рис. 2а приведены результаты моделирования в жидкости с еще более высоким уровнем низковольтной проводимости 1 нСм/м. Видно, что вокруг обоих электродов, как и в предыдущих случаях, формируются области, заряженные одноименно с электродом, однако плотность заряда очень быстро падает, из-за рекомбинации с ионами, обеспечивающими низковольтную проводимость. Поэтому глубина

проникновения заряженных струек в объем жидкости невелика, струйка отрицательного заряда не достигает противозэлектрода. Вокруг пассивного отрицательного электрода формируется обширная область гетерозаряда, препятствующая сквозному течению. Отличительной особенностью течения при низковольтной проводимости 10^{-9} См/м является то, что область локализации отрицательного заряда, инжектированного с активного электрода, уже не достигает пассивного электрода, т.к. в объеме жидкости происходит интенсивная рекомбинация с ионами, образованными за счет термической диссоциации примесных молекул. Поэтому за областью ускорения, занимающей менее 0,3 длины межэлектродного промежутка, имеется обширная область торможения, которая простирается до противозэлектрода, а затем линии тока жидкости отклоняются от оси течения, обтекая зарядовую пробку у противозэлектрода. По этим признакам можно утверждать, что сквозное течение в жидкостях повышенной проводимости вырождается.

На графике рис. 2б мы видим, что заряд, инжектируемый с поверхности отрицательного электрода проникает в жидкость не более чем на 0,5 радиуса электрода, образуя вокруг электрода тонкий ионизационно-рекомбинационный слой. Этот эффект связан с повышением роли рекомбинационных процессов во встречных потоках ионов: инжектируемого с поверхности электрода и встречного из объема жидкости. Заряд из приэлектродного слоя практически не сносится в объем жидкости. Поэтому зона ускорения жидкости у верхнего электрода резко сокращаются и смещается вдоль боковой поверхности электрода. Следует отметить, что рекомбинационный эффект существенно повышает затраты энергии на Джоулев нагрев и снижает эффективность ЭГД-преобразования.

Заключение

В результате моделирования ЭГД-течений в симметричной системе электродов типа провод-провод в условиях инъекции с обоих электродов, с различным значением тока инъекции было показано, что до уровня низковольтной проводимости порядка 10^{-10} См/м влияние собственной проводимости жидкости практически слабо сказывается на структуре возникающих ЭГД-течений. При значениях низковольтной проводимости выше этого уровня учет проводимости приводит к тому, что усиливаются процессы рекомбинации и, соответственно, уменьшается зона проникновения инжектированного заряда в объем жидкости. При значениях собственной проводимости более чем 10^{-8} См/м инжектируемый заряд практически не проникает в объем, а рекомбинирует в пределах тонких приэлектродных слоев. При этом интенсивность возникающих ЭГД-течений существенно падает.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. I.A. Ashikhmin and Yu.K. Stishkov. Structural Features of EHD Flows in Wire–Wire Symmetric Systems of Electrodes. *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*. 2009, 45(6), 471–479.
2. I.A. Ashikhmin and Yu.K. Stishkov. Electrohydrodynamic Injection Converters. *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*. 2012, 48(3), 268–275.
3. Stishkov Yu.K., Ostapenko A.A., Chistyakov N.A. EHD flows in the system of parallel wires. *Magnetic hydrodynamics*. 1982, (3), 79–82. [in Russian].
4. Yu. K. Stishkov, V.A. Chirkov. Structure of the near-electrode dissociation-recombination charged layers at various low-voltage conductivities of a low-conducting liquid. *Technical physics*. 2013, 58(12), 1822-1830
5. Yu. K. Stishkov, V. A. Chirkov “Dependence of the EHD flows structure in very non-uniform electric field on the charge formation mechanism” *Proc. of 17th Intern. Conference on Dielectric Liquids, Trondheim(Norw)*

РЕОЛОГИЯ МАГНИТНЫХ ЭМУЛЬСИЙ С КАПЛЯМИ ДИСПЕРСНОЙ ФАЗЫ, ДЕФОРМИРУЕМЫМИ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Закинян А.Р.¹, Диканский Ю.И.

ФГАОУ ВО «Северо-Кавказский федеральный университет»,
г. Ставрополь, Российская Федерация,
E-mail: zakinyan.a.r@mail.ru¹

Аннотация: Экспериментально изучено реологическое поведение эмульсий магнитной жидкости. Исследованные эмульсии имеют малую величину межфазного натяжения на границе дисперсной фазы и дисперсионной среды, что приводит к заметной деформации капель эмульсии под действием сдвиговых напряжений и внешнего магнитного поля. Показано влияние деформации капель эмульсии под действием магнитного поля на ее реологические свойства.

Ключевые слова: магнитная жидкость, эмульсия, деформация капель, магнитореологический эффект, вязкость.

RHEOLOGY OF MAGNETIC EMULSIONS WITH DISPERSED PHASE DROPS DEFORMABLE BY MAGNETIC FIELD

Zakinyan A.R.¹, Dikansky Yu.I.

North Caucasus Federal University, Stavropol, Russian Federation,
E-mail: zakinyan.a.r@mail.ru¹

Abstract: Rheological behavior of magnetic fluid emulsions is studied experimentally. The studied emulsions possess low interfacial tension at the dispersed phase–dispersion medium boundary. This leads to the significant deformation of the emulsion drops under the action of shear stress and external magnetic field. The influence of the emulsion drops deformation under the action of magnetic field on its rheological properties is demonstrated.

Key words: magnetic fluid, emulsion, drops deformation, magnetorheological effect, viscosity.

В последнее время были предприняты многочисленные исследования новых композиционных магнитных материалов, созданных на основе магнитных жидкостей. Такие материалы создавались в основном путем добавления в магнитную жидкость различных микрочастиц. Наибольшее внимание было уделено изучению реологических свойств таких сред [1–3]. К подобным композиционным материалам могут быть также отнесены и магнитные эмульсии, создаваемые путем диспергирования магнитной жидкости в жидкой немагнитной среде или

наоборот [4–6]. Особый интерес представляют магнитные эмульсии, капли дисперсной фазы которых способны деформироваться под действием внешних силовых полей [7–10]. Магнитореологический эффект в таких средах, по-видимому, должен быть менее выражен, чем в композиционных материалах с твердыми частицами, однако широкая вариативность поведения эмульсий, заключающаяся в возможности деформации, разрыва и коалесценции дисперсных капель, делает их привлекательным объектом исследования. Отметим, что в некоторой степени подобная система, состоящая из каплеобразных агрегатов, возникающих в магнитореологической суспензии в магнитном поле, ранее исследовалась в работе [11], однако ее все же нельзя назвать эмульсией в обычном понимании. Следует так же отметить, что ранее в ряде работ (например, [12]) делались попытки исследования электрореологического эффекта для эмульсий, связанного с деформацией капель в электрически поле. Однако такие исследования осложняются эффектами проводимости. Применение же магнитных эмульсий позволяет в более чистом виде исследовать влияние деформации капель эмульсии на ее реологические свойства.

Магнитная эмульсия была приготовлена путем диспергирования магнитной жидкости на основе керосина в несмешивающемся с ней авиационном масле АМГ-10. Выбор этого масла для получения эмульсии был обусловлен тем, что межфазное натяжение на границе между ним и магнитной жидкостью оказывается сравнительно мало ($\sim 10^{-6}$ Н/м). Именно это делает возможным деформацию капель дисперсной фазы такой эмульсии при действии относительно слабого магнитного поля (~ 1 кА/м). Для визуального наблюдения и исследования изменения структурного состояния эмульсии использовался оптический микроскоп. При действии магнитного поля на эмульсию, ее капли принимали форму вытянутых эллипсоидов вращения (рис. 1), что должно приводить к изменению макроскопических свойств эмульсии.

Исследование реологических свойств эмульсии проводилось при помощи ротационного вискозиметра в системе конус–плита, работающего в режиме контролируемого напряжения сдвига. Диаметр конуса 70 мм, угол 0.3° , зазор между вершиной конуса и плитой 25 мкм. Для изучения влияния магнитного поля на реологию магниточувствительной эмульсии она подвергалась действию внешнего постоянного однородного магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости сдвига. Для этого рабочая область вискозиметра с эмульсией помещалась в катушки Гельмгольца, создающие однородное магнитное поле в месте расположения образца.

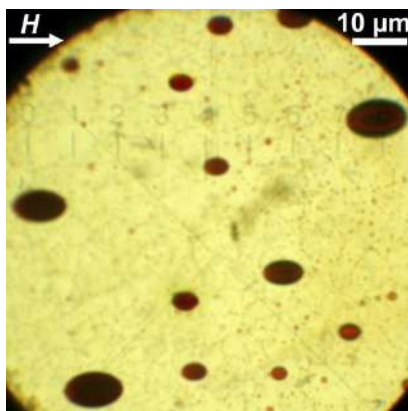


Рис. 1. Образец магнитной эмульсии при воздействии внешнего магнитного поля.

На рис. 2 показаны экспериментально полученные начальные участки кривых течения эмульсии магнитной жидкости в масле при воздействии магнитного поля различной напряженности.

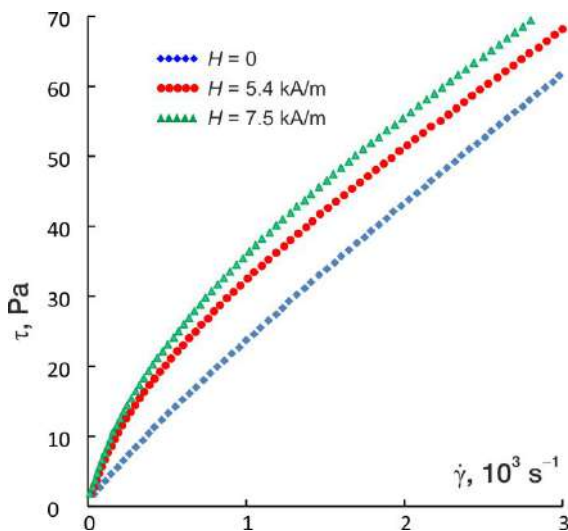


Рис. 2. Кривые течения эмульсии магнитной жидкости в масле при воздействии магнитного поля. Объемная доля дисперсной фазы эмульсии 0.3

Как видно из рис. 2, для эмульсии магнитной жидкости наблюдается выраженный положительный магнитореологический эффект. Реоло-

гическое поведение магнитной эмульсии в магнитном поле носит псевдопластичный характер. При увеличении скорости сдвига, сдвиговый поток приводит к разрушению упорядоченной ориентации капель дисперсной фазы, созданной магнитным полем. Как следствие, магнитореологический эффект исчезает (рис. 3).

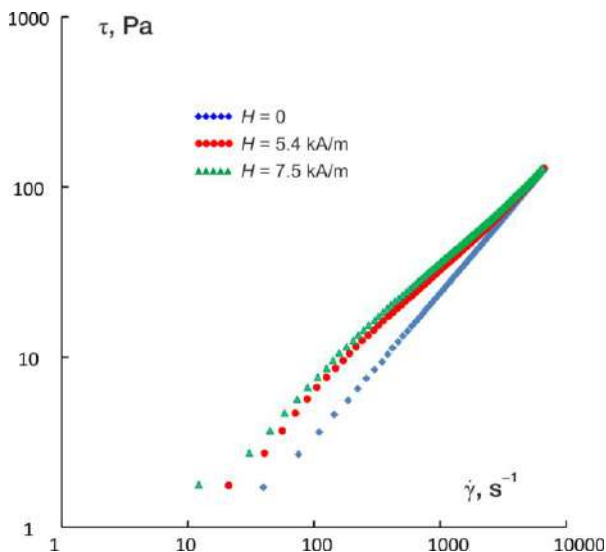


Рис. 3. Кривые течения эмульсии магнитной жидкости в масле при воздействии магнитного поля в широком диапазоне скоростей сдвига. Объемная доля дисперсной фазы эмульсии 0.3

Как видно из рис. 3, при высоких скоростях сдвига характер течения эмульсии становится ньютоновским.

Величина магнитореологического эффекта в магнитной эмульсии зависит от ее концентрации. На рис. 4 изображена зависимость относительного изменения вязкости эмульсии в магнитном поле при напряжении сдвига 40 Па от концентрации магнитной жидкости.

Как видно из рисунка 4, наибольшей величины магнитореологический эффект достигает при концентрации магнитной жидкости порядка 0.4–0.5. При больших значениях концентрации магнитной жидкости имеет место обращение фаз эмульсии, при котором магнитная жидкость становится дисперсионной средой, а масло – дисперсной фазой эмульсии.

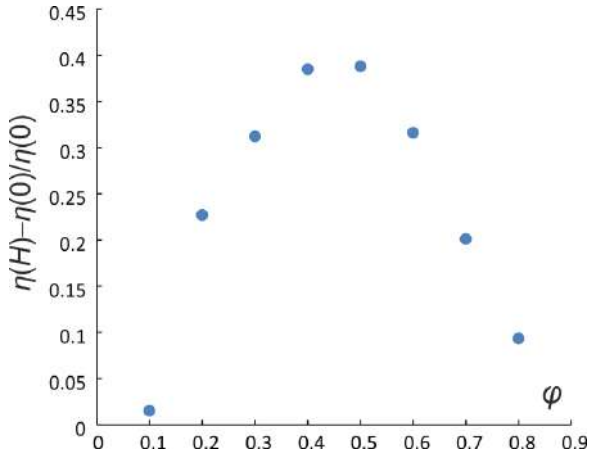


Рис. 4. зависимость относительного изменения вязкости эмульсии в магнитном поле при напряжении сдвига 40 Па от концентрации магнитной жидкости при $H=5.4$ кА/м.

Таким образом, в данной работе было показано, что деформация капель магнитной эмульсии в магнитном поле обуславливает изменение характера реологического поведения данных сред. Показано влияние величины магнитного поля и концентрации эмульсии на ее реологические свойства.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. Popplewell, R.E. Rosensweig // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. Vol. 29. P. 2297–2303.
2. M.T. Lopez-Lopez, P. Kuzhir, S. Lacin, G. Bossis, F. Gonzalez-Caballero, J.D.G. Duran // J. Phys.: Condens. Matter. 2006. Vol. 18. S2803.
3. G. Helgesen, E. Svasand, A.T. Skjeltorp // J. Phys.: Condens. Matter. 2008. Vol. 20. 204127.
4. A. Zakinyan, Y. Dikansky, M. Bedzhanyan // J. Dispersion Sci. Technol. 2014. Vol. 35. P. 111–119.
5. S. Brojabasi, B.B. Lahiri, J. Philip // Physica B. 2014. Vol. 454. P. 272–278.
6. F. Montagne, S. Braconnot, O. Mondain-Monval, C. Pichot, A. Elaißari // J. Dispersion Sci. Technol. 2003. Vol. 24. P. 821–832.
7. A. Zakinyan, Y. Dikansky // Colloids Surf. A. 2011. Vol. 380. P. 314–318.
8. A.O. Ivanov, O.B. Kuznetsova // Phys. Rev. E. 2012. Vol. 85. 041405.
9. K.V. Erin, S.A. Kunikin // Opt. Spectrosc. 2008. Vol. 104. P. 277–281.
10. Y.I. Dikansky, A.R. Zakinyan, A.N. Tyatyushkin // Phys. Rev. E. 2011. Vol. 84. 031402.
11. M. Lopez-Lopez, P. Kuzhir, A. Zubarev // J. Non-Newtonian Fluid Mech. 2014. Vol. 208–209. P. 53–58.
12. J.-W. Ha, S.-M. Yang // J. Rheol. 2000. Vol. 44. P. 235–256.

ДИНАМИЧЕСКИЕ КОРРЕЛЯЦИИ В ФЕРРОЖИДКОСТЯХ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР И КОНЦЕНТРАЦИЙ

Иванов А.О.^{а1}, Канторович С.С.^{аб}, Зверев В.С.^а,
Елфимова Е.А.^а, Лебедев А.В.^б, Пшеничников А.Ф.^б

^аФГАОУ ВО «Уральский федеральный университет имени первого
Президента России Б.Н. Ельцина», г. Екатеринбург,
Российская Федерация,

^бУниверситет Вены, г. Вена, Австрия,

^вФГБУН Институт механики сплошных сред УрО РАН, г. Пермь,
Российская Федерация, E-mail: Alexey.Ivanov@urfu.ru¹

Аннотация: Неотъемлемым свойством суспензий суперпарамагнитных наночастиц является взаимосвязанное переплетение релаксаций отдельных частиц, осложненное межчастичными корреляциями, интенсивность которых зависит от температуры и концентрации. Такая уникальная комбинация обосновывает многочисленные применения этих суспензий в медицине, нанотехнологиях и микрофлюидике. Здесь представлены результаты экспериментально-теоретических исследований динамической магнитной восприимчивости в широком диапазоне температур, концентраций и частот зондирующего магнитного поля. Представленная методология исследования позволяет явно отделить эффекты, вызванные полидисперсностью суперпарамагнитных наночастиц, от эффектов, связанных с влиянием межчастичного магнито-дипольного взаимодействия на динамические спектры. В данном контексте, нами не только представляется теоретическая модель, хорошо предсказывающая динамический отклик системы магнитных наночастиц, но также углубляется понимание процессов динамической структурной самоорганизации, что открывает новые перспективы для прогнозирования и контроля магнитного поведения этих систем в переменном магнитном поле.

Ключевые слова: феррожидкости, магнитные жидкости, динамическая магнитная восприимчивость, межчастичное диполь-дипольное взаимодействие.

DYNAMIC CORRELATIONS IN FERROFLUIDS IN A BROAD RANGE OF TEMPERATURES AND CONCENTRATIONS

Ivanov A.O.^{а1}, Kantorovich S.S.^{аб}, Zverev V.S.^а,
Elfimova E.A.^а, Lebedev A.V.^б, Pshenichnikov A.F.^б

^аUral Federal University, Ekaterinburg, Russian Federation,

^бUniversity of Vienna, Vienna, Austria,

^вInstitute of Continuous Media Mechanics, Perm, Russian Federation
E-mail: Alexey.Ivanov@urfu.ru¹

Abstract: The interweave of competing individual relaxations influenced by the presence of temperature and concentration dependent correlations is an intrinsic feature of superparamagnetic nanoparticle suspensions. This unique combination gives

rise to multiple applications of such suspensions in medicine, nanotechnology and microfluidics. Here, using theory and experiment, we investigate dynamic magnetic susceptibility in a broad range of temperatures, concentrations and frequencies of the probing magnetic field. Our approach allows, for the first time to our knowledge, to separate clearly the effects of superparamagnetic particle polydispersity and interparticle magnetic interactions on the dynamic spectra of these systems. In this way, we not only provide a theoretical model that can predict well the dynamic response of magnetic nanoparticles systems, but also deepen the understanding of the dynamic nanoparticle self-assembly, opening new perspectives in tuning and controlling the magnetic behavior of such systems in AC fields.

Key words: ferrofluids, magnetic fluids, dynamic magnetic susceptibility, interparticle dipole-dipole interaction.



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



КАНТОРОВИЧ Софья Сергеевна, кандидат физ.-мат. наук, доцент-исследователь кафедры математической физики Института математики и компьютерных наук Уральского федерального университета. Область научных интересов – термодинамика и статистическая механика магнитных жидкостей и дипольного газа. В 2004 году защитила кандидатскую диссертацию по теме: "Цепочечные агрегаты в полидисперсных магнитных жидкостях". Имеет более 50 научных статей в ведущих реферируемых журналах. Научно-исследовательская работа неоднократно поощрялась грантами РФФИ для молодых ученых, грантами Президента РФ для молодых кандидатов наук и другими фондами.



ЗВЕРЕВ Владимир Сергеевич в 2013 году защитил диссертацию на соискание степени кандидата физико-математических наук по специальности «Математическое моделирование поверхностной диффузии с фронтальной химической реакцией». Область научных интересов: нелинейные уравнения в частных производных, численные и асимптотические методы.



ЕЛФИМОВА Екатерина Александровна окончила математико-механический факультет Уральского государственного университета А.М. Горького в 2000 году. В 2006 году защитила кандидатскую диссертацию на тему «Фрактальные агрегаты в коллоидных дисперсиях». В настоящее время является доцентом кафедры математической физики Уральского Федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина.



ЛЕБЕДЕВ Александр Владимирович окончил физический факультет Пермского государственного университета в 1983 году. В 2005 году защитил докторскую диссертацию по теме «Динамика магнитной жидкости в переменных полях». Лауреат Премии УрО РАН им. ак. А.Н. Семихатова за цикл работ по гидродинамике магнитных жидкостей в переменном магнитном поле. В настоящее время является старшим научным сотрудником лаборатории динамики дисперсных систем Института механики сплошных сред УрО РАН.



ПШЕНИЧНИКОВ Александр Федорович – заведующий лабораторией динамики дисперсных систем Института механики сплошных сред УрО РАН, доктор физ.-мат. наук, профессор. Область научных интересов охватывает синтез высококонцентрированных феррожидкостей, гидродинамику магнитных жидкостей в переменных полях, изучение структурных и ориентационных фазовых переходов. Лауреат Премии УрО РАН им. ак. А.Н. Семихатова за цикл работ по гидродинамике магнитных жидкостей в переменном магнитном поле.

Настоящая работа посвящена комбинированному, экспериментально-теоретическому исследованию магнитного отклика феррожидкостей на слабое зондирующее линейно-поляризованное переменное магнитное поле. Для того, чтобы отделить эффекты, вызванные полидисперсностью феррочастиц и, соответственно, широким спектром индивидуальных времен релаксаций, от эффектов, связанных с влиянием межчастичных магнито-дипольных корреляций, нами использована следующая методология исследования.

Изначально была синтезирована феррожидкость типа «магнетит в керосине», стабилизированной олеиновой кислотой. Для этого базового образца была тщательно измерена статическая кривая намагничивания в интервале полей до 300 кА/м, экспериментальная методика описана в работах [1,2]. Начальная статическая магнитная восприимчивость составила 5.13 при комнатной температуре, а намагничённость насыщения составила 41.1 кА/м. Из базового образца были приготовлены семь образцов [3], различающиеся концентрацией феррочастиц. При получении этих образцов контролировалось отсутствие осадка, что дало основание полагать, что гранулометрический состав всех семи образцов является близким, в идеале – совпадающим. Магнитные характеристики образцов при комнатной температуре приведены в табл. 1.

Таблица 1.

Статическая начальная магнитная восприимчивость χ_0 и намагничённость насыщения M_s исследуемых образцов

	S1	S2	S3	S4	S5	S6	S7
χ_0	2.0	3.1	5.1	8.4	12.4	14.2	16.2
M_s , кА/м	22.6	30.9	43.2	59.9	75.9	82.2	88.7

Используя экспериментальную методику работы [3], для всех семи образцов были измерены частотные спектры динамической начальной магнитной восприимчивости в диапазоне частот от 1 до 10^5 Гц в интервале температур около 100 К: $T_1 = 232$ К; $T_2 = 252$ К; $T_3 = 273$ К; $T_4 = 300$ К; $T_5 = 337$ К.

Для определения распределения феррочастиц $p(x)$ по диаметрам магнитного ядра x была использована методика магнито гранулометрического анализа [4] статической кривой намагничивания базового (исходного) образца. Результат представлен на рис. 1а, максимум распределения приходится на 9 нм, и распределение по размерам оказывается достаточно узким, стандартная ширина составляет 0.29.

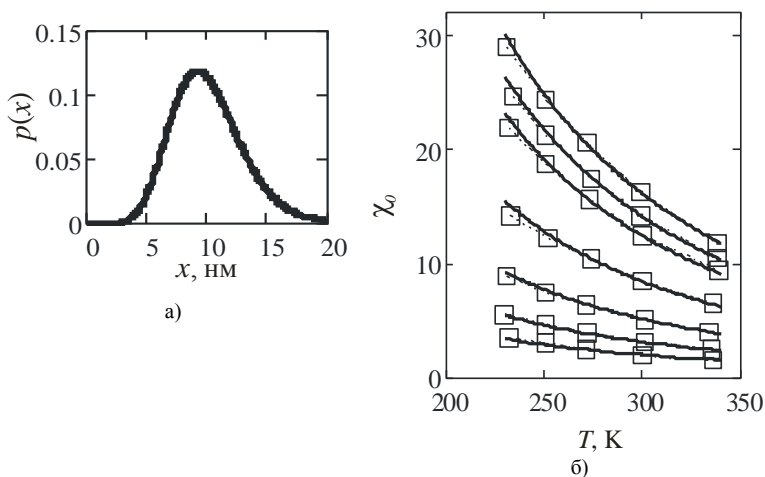


Рис. 1. а) Распределение феррочастиц по диаметрам магнитных ядер;
б) Температурные зависимости статической начальной восприимчивости исследуемых образцов S1-S7, снизу вверх

Для дополнительной проверки сохранения гранулометрического состава были обработаны температурные зависимости статической начальной восприимчивости всех образцов S1-S7, результаты представлены на рис. 1б. Символами указаны экспериментально измеренные значения, сплошные кривые соответствуют предсказаниям модифицированной модели среднего поля 1-го порядка, использованной для магнито гранулометрического анализа [3,4]. Во всех расчетах использовано одно распределение по размерам $p(x)$, приведенное на Рис. 1а. Наблюдаемое хорошее согласование в широком (более 100 градусов) диапазоне температур послужило дополнительным подтвержде-

нием сохранения гранулометрического состава при получении образцов с различной концентрацией феррочастиц.

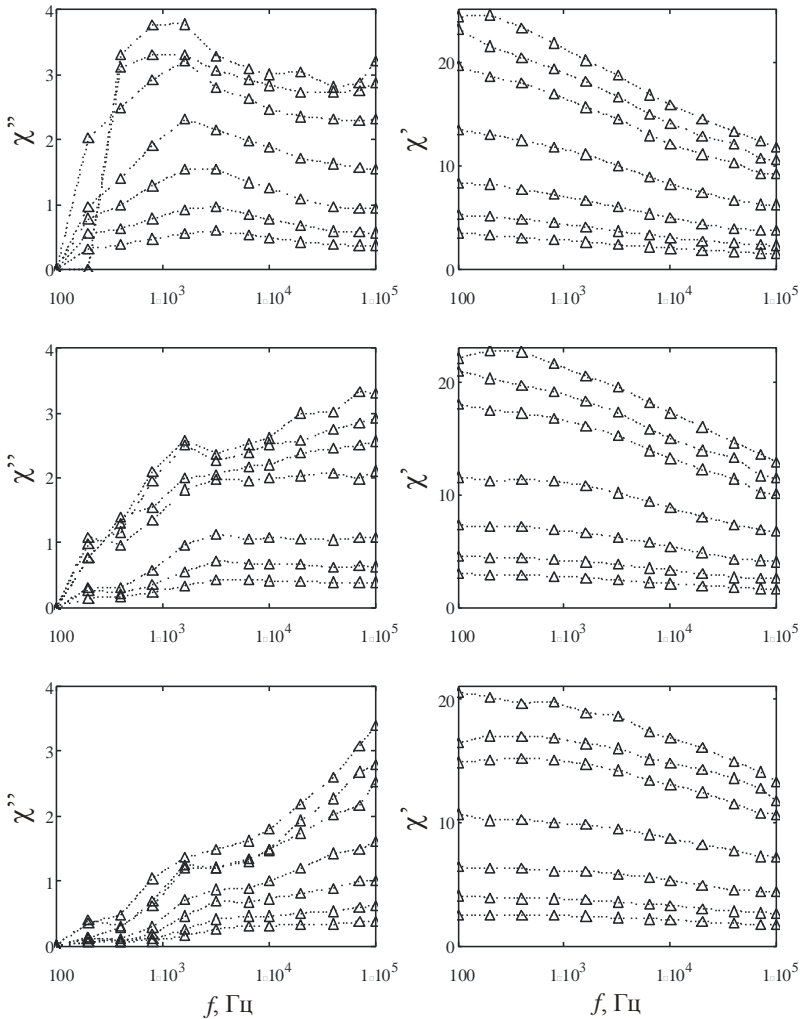


Рис. 2. Динамические спектры действительной (слева) и мнимой (справа) частей магнитной восприимчивости для образцов S1-S7 (снизу вверх на каждом графике). Верхний ряд: температура $T_1 = 232$ K; средний ряд: температура $T_2 = 252$ K; нижний ряд: температура $T_3 = 273$ K

Динамические спектры приведены на Рис. 2 для трех самых низких температур T_1 – T_3 . С повышением температуры частотное спадание действительной части становится менее выраженным, что полностью объяснимо с точки зрения уменьшения соответствующих времен релаксации отдельных феррочастиц с ростом температуры. Эта тенденция сохраняется и для более высоких температур T_4 – T_5 . Точно также, поглощение энергии на графиках мнимой части смещается в область более высоких частот. Однако максимум мнимой части на частотах порядка 1000 Гц, ярко выраженный при самой низкой температуре, сохраняется на этих частотах, но ослабляет свое значение при повышении температуры. Анализ времен релаксации [3] для магнетитовых частиц, распределенных по размерам (Рис. 1а) показал, что частицы с характерными временами релаксации (естественно, броуновскими), превышающими 10^{-3} секунд в данных феррожидкостях, фактически, отсутствуют. Поэтому трудно ожидать, что данный «медленный» магнитный отклик обеспечивается незначительной частью самых крупных частиц (менее 1 %).

В качестве возможного объяснения нам представляется разумным предположение о формировании при низких температурах крупных структурных объектов, в которых магнитные моменты отдельных феррочастиц сильно коррелированы между собой и не могут быстро реагировать на внешнее магнитное поле. Однако из Рис. 2 видно, что формирование этих структурных единиц является температурно обратимым, их влияние ярко выражено при 230 К, слабее выражено при 250 К, и фактически исчезает при 270 К. Причем эти объекты проявляются в более концентрированных образцах. Для слабо концентрированных образцов S1-S3 существованием крупных структурных единиц можно пренебречь.

В дополнение необходимо отметить, такие коррелированные объекты проявляются только в динамическом отклике, их присутствие не сказывается на статической восприимчивости (Рис. 1б). Углубленное понимание процессов динамической структурной самоорганизации открывает новые перспективы для прогнозирования и контроля магнитного поведения этих систем в переменном магнитном поле.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 15-12-10003.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pshenichnikov A.F., Lebedev A.V., Morozov K.I. // Magnetohydrodynamics, 1987, V. 23, P. 31–36.
2. Pshenichnikov A.F. // Instrum. Exp. Tech., 2007, V. 50, P. 509–514.
3. Ivanov A.O., Kantorovich S.S., Zverev V.S., Elfimova E.A., Lebedev A.V., Pshenichnikov A.F. // Physical Chemistry Chemical Physics, 2016, V. 18, P. 18342–18352.
4. Ivanov A.O., Kantorovich S.S., Reznikov E., Holm C., Pshenichnikov A.F., Lebedev A.V., Chremos A., Camp P.J. // Physical Review E, 2007, V. 75, art. 061405.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ДЕФОРМАЦИИ КАПЛИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ С КОМБИНИРОВАННЫМ МАГНИТНЫМ ЯДРОМ

Баштовой В.Г.¹, Моцар А.А.^{1*}, Рекс А.Г.¹, Стороженко А.М.²,
Шабанова И.А.²

¹Белорусский национальный технический университет,
220013, г. Минск, пр-т Независимости 65, Республика Беларусь
²Юго-западный государственный университет, 305040, г. Курск, ул. 50
лет Октября, 94, Россия
E-mail: alexfx20@yandex.ru*

Аннотация: Выполнено численное моделирование процессов деформации капли магнитной жидкости с комбинированным магнитным ядром с учетом силы тяжести. Рассмотрено влияние гравитационного давления на упругую силу, возникающую при деформации такой капли твердой немагнитной поверхностью. Получены зависимости силы упругости от намагниченности сердечника электромагнита для капель различных объемов.

Ключевые слова: магнитная жидкость, упругость капли магнитной жидкости, магнитожидкостные виброизоляторы

INVESTIGATION OF DEFORMATION PROSESSES OF MAGNETIC FLUID DROP WITH COMPOUND MAGNETIC CORE

Bashtovoi V.G.¹, Motsar A.A.^{1*}, Reks A.G.¹, Storozhenko A.M.²,
Shabanova I.A.²

¹Belarusian national technical university, 220013, Minsk, 65 Nezavisimosti ave., Republic of Belarus
²Southwest state university, 305040, Kursk, 94 50 Let Oktiabria str., Russia
E-mail: alexfx20@yandex.ru*

Abstract: The study describes the results of numerical simulation of deformation processes of magnetic fluid drop with compound magnetic core. Influence of gravitation pressure on elastic force which appears during the deformation of such drop by a non magnetic solid surface is examined. The dependencies of elastic forces on magnetization of the plunger are presented.

Keywords: magnetic fluid, elasticity of magnetic fluid drop, magnetic, magnetic fluid vibration isolator



БАШТОВОЙ Виктор Григорьевич окончил Белорусский государственный университет в 1968 г. Защитил диссертации на соискание степени д.ф.-м.н. по теме "Термомеханика поверхностно-конвективных и волновых явлений в намагничивающихся жидкостях" в 1986 г. С 1968 г. работал в Институте тепло- и массообмена АН Беларуси. С 1980 года работает в Белорусском национальном техническом университете (БНТУ), в настоящее время в должности заведующего кафедрой. Имеет более 300 публикаций



МОЦАР Александр Александрович окончил Белорусский национальный технический университет (БНТУ) в 2010 г. В 2011 году окончил магистратуру БНТУ с присвоением степени магистра технических наук. В настоящее время является ассистентом кафедры ЮНЕСКО БНТУ, младшим научным сотрудником НИЛ «Термомеханика магнитных жидкостей» БНТУ. Имеет около 40 научных публикаций.



РЕКС Александр Георгиевич окончил Белорусский государственный университет в 1974 г. С 1975 г. работал в Институте тепло- и массообмена АН Беларуси, с 1981 г. в Белорусском национальном техническом университете (БНТУ). В 2007 г. защитил диссертацию на соискание степени д.ф.-м.н. по теме «Механика магнитоуправляемых магнитожидкостных систем со свободной поверхностью». В настоящее время является профессором кафедры ЮНЕСКО БНТУ, заведующим НИЛ «Термомеханика магнитных жидкостей» БНТУ. Имеет более 200 научных публикаций.



СТОРОЖЕНКО Анастасия Михайловна в 2008 году окончила Курский государственный технический университет, в 2011 году защитила ученую степень кандидата физико-математических наук. В настоящее время является доцентом кафедры нанотехнологий и инженерной физики ЮЗГУ. Имеет около 100 научных публикаций и 2 учебных пособия, является руководителем 4 международных научных проектов.



ШАБАНОВА Ирина Александровна окончила Курский государственный университет. В 2012 году защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. В настоящее время доцент кафедры нанотехнологий и инженерной физики ЮЗГУ. Имеет около 80 научных и методических публикаций, в том числе 9 патентов РФ, является руководителем 2 грантов.

Интерес к изучению капли магнитной жидкости с внутренним источником магнитного поля вызван в первую очередь возможностью использования такой системы в различных технических приложениях.

Так, благодаря действию объемной магнитной силы, такая капля способна удерживать значительную полезную нагрузку и может выступать в качестве несущего элемента в магнитожидкостных опорах,

предназначенного для разрыва жесткой механической связи между изолируемым объектом и источником вибраций.

В данной работе выполнен численный расчет удерживающей силы такой системы, а также рассмотрена возможность изменения этой силы с учетом силы тяжести.

Геометрия задачи представлена на рис. 1. Капля магнитной жидкости 1 с комбинированным магнитом расположена между двумя плоскопараллельными пластинами 2, 3. Комбинированный магнит состоит из постоянного кольцевого магнита 4 и электромагнита с сердечником 5. Нижнее основание магнита жестко закреплено на пластине 2.

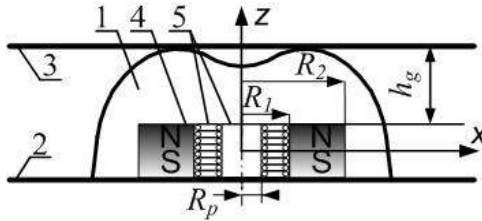


Рис. 1. Геометрия задачи

Деформация капли происходит при плоскопараллельном перемещении пластины 3 по вертикали и приводит к возникновению упругой силы действующей на поверхность пластины 3 и препятствующей уменьшению статического зазора h_g между поверхностью пластины и поверхностью магнита.

Пренебрегая действием размагничивающего поля жидкости, а также магнитным скачком давления, что справедливо, в случае если напряженность магнитного поля значительно превосходит намагниченность жидкости $H \gg M$, сила, действующая со стороны жидкости на пластину 3, определяется как [1]:

$$F = -\mu_0 \oint_s \left(\int_0^H M(H) dH \right) \vec{n} dS \quad (1)$$

где μ_0 - магнитная постоянная, $M(H)$ - намагниченность магнитной жидкости, H - напряженность магнитного поля, n - внешняя к поверхности тела нормаль.

Намагниченность жидкости $M(H)$ задавалась аппроксимацией Вилловича [1]:

$$M(H) = M_s \frac{H}{H_T + H} \quad (2)$$

здесь H_T – напряженность магнитного поля, при которой намагниченность жидкости равна половине намагниченности ее насыщения $M(H_T) = M_s/2$ (далее напряженность полунасыщения).

Для расчета поля создаваемого комбинированным магнитом были использованы выражения, описывающие поле цилиндрического магнита намагниченного вдоль оси, полученные А.Ф. Пшеничниковым [2]:

$$H_z = \frac{M}{2\pi} \sum_{k=1}^2 (-1)^k \int_{r-R}^{r+R} \frac{z_k}{x^2 + z_k^2} \sqrt{\frac{R^2 - (x-r)^2}{R^2 + z_k^2 + 2xr - r^2}} dx$$

$$H_r = \frac{M}{2\pi} \sum_{k=1}^2 (-1)^k \int_{r-R}^{r+R} \frac{x}{x^2 + z_k^2} \sqrt{\frac{R^2 - (x-r)^2}{R^2 + z_k^2 + 2xr - r^2}} dx$$
(3)

где H_z , H_r – осевая и радиальная составляющая поля, M – намагниченность материала, $z_{1,2} = z \pm h$, h – полувысота магнита, R – радиус магнита.

Комбинированный магнит представлялся как три сплошных цилиндрических магнита с радиусами R_1 , R_2 , R_p , намагниченностями M_m и M_p и полувысотой h . Результирующее поле определялось как разность между полем создаваемым магнитом с радиусом R_2 и полями создаваемыми магнитами с радиусами R_1 и R_p , где R_2 и R_1 внешний и внутренний радиус кольцевого магнита с намагниченностью материала M_m , а R_p радиус сердечника намагниченность материала которого M_p .

При моделировании в качестве характерной величины для геометрических размеров использован внешний радиус кольцевого магнита R_2 , для объема капли – объем комбинированного магнита V_m , для напряженности магнитного поля, а также для намагниченности сердечника электромагнита – намагниченность материала кольцевого магнита M_m , для намагниченности жидкости – ее намагниченность насыщения M_s . За единицу силы упругости принята величина $\mu_0 M_s M_m R_2^2$.

Площадь поверхности интегрирования определялась исходя из формы свободной поверхности магнитной жидкости. Пренебрегая капиллярным и магнитным скачком давления, форма свободной поверхности жидкости в безразмерном виде описывалась уравнением [1]:

$$\Phi^*(z^*) - G \cdot z^* = const$$
(4)

где

$$z^* = z / R_2; \quad \Phi^*(z^*) = \int_0^{H(z^*)} M(H) dH / \mu_0 M_s M_m;$$

$$G = \rho g R_2 / \mu_0 M_s M_m$$

z^* - безразмерная координата поверхности жидкости, $\Phi^*(z^*)$ – безразмерный потенциал объемной магнитной силы, G – критерий, представляющий собой отношение гравитационного давления к магнито-статическому.

Задача решалась численно, методом сеток. При заданном объеме капли форма ее поверхности определялась методом дихотомии.

В ходе моделирования исследовано влияние критерия G на величину максимальной удерживающей силы рассматриваемой системы для различных объемов капли, а также влияние этого критерия на возможность управления этой силой, осуществляемого путем изменения намагниченности сердечника M_p .

Представленные ниже результаты получены для следующих безразмерных геометрических параметров магнитной системы: полувысота $h^*=0.58$, внутренний радиус $R_1^*=0.58$, радиус сердечника $R_p=0.3$. Значение безразмерной намагниченности насыщения $H_T^*=0.08$, диапазон изменения критерия G от 0.05 до 0 и диапазон изменения намагниченности сердечника M_p от 0 до 3 соответствуют свойствам магнитных жидкостей на основе керосина и трансформаторного масла с намагниченностью насыщения от 20 до 73 кА/м и плотностью от 1115 до 1650 кг/м³, а также стандартным типоразмерам кольцевых анизотропных феррит-бариевых магнитов с внешним радиусом до 30 мм и сердечникам из электротехнической стали различных марок.

Максимальная удерживающая сила соответствует максимальной величине полезной нагрузки, размещаемой на пластине 3, при превышении которой не происходит дальнейшего перемещения пластины и изменения величины статического зазора h_g . Известно, что в этом случае между поверхностью магнита и поверхностью давления остается тонкий слой магнитной жидкости, величина которого по экспериментальным оценкам [3, 4] составляет 0.05-0.06 мм. Исходя из этого при расчетах максимальной удерживающей силы выбрано фиксированное значение величины безразмерного статического зазора $h_g^*=0,004$, что соответствовало толщине слоя жидкости до 0,12 мм для магнитов с внешним радиусом не превышающим 30 мм.

На рис. 2 показаны зависимости безразмерной максимальной удерживающей силы от безразмерного объема капли при $M_p=0$ и различном значении критерия G .

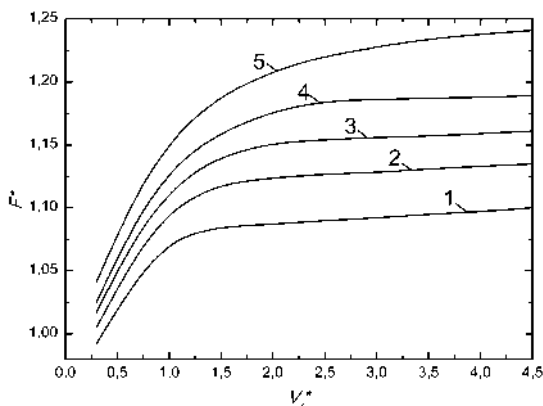


Рис. 2. Зависимость удерживающей силы от объема капли при критерии G равном: 1 - 0.05, 2 - 0.035, 3 - 0.025, 4 - 0.015, 5 - 0

Представленные зависимости иллюстрируют известный факт того, что с ростом объема капли удерживающая сила асимптотически стремится к максимуму [3]. С другой стороны они дают количественное представление о максимальном целесообразном объеме капли, при превышении которого удерживающая сила практически не изменяется. С уменьшением роли гравитационного давления этот объем также возрастает, достигая максимального значения при $G=0$, что соответствует условиям невесомости.

Влияние критерия G на возможность управления силой упругости оценивалась для объема капли, в 2 раза превышающего объем магнита. Что для рассматриваемых значений критерия G отличных от нуля было равным или несколько превышало максимальный целесообразный объем капли. Зависимость удерживающей силы от намагниченности сердечника M_p^* при $V_f^*=2$ и различном значении критерия G представлены на рис. 3.

С ростом намагниченности сердечника удерживающая сила увеличивается, что обусловлено ростом магнитного давления жидкости, связанного с увеличением напряженности магнитного поля в области контакта между жидкостью и пластиной. Влияние критерия G на диапазон изменения силы упругости незначительно и наблюдается только при большом значении намагниченности сердечника. Так в рассматриваемом диапазоне M_p^* величина изменения безразмерной силы упругости составила 0.73 и 0.7 для значений критерия G равного 0.05 и 0 соответственно. Несколько больший диапазон изменения силы упругости при G отличном от нуля связан с уменьшением роли гравитационного давления в процессах формирования капли жидкости вокруг

магнита, обусловленным ростом напряженности его поля. В результате чего объем жидкости над верхним основанием магнита должен несколько увеличиваться, вызывая увеличение площади контакта пластины с каплей.

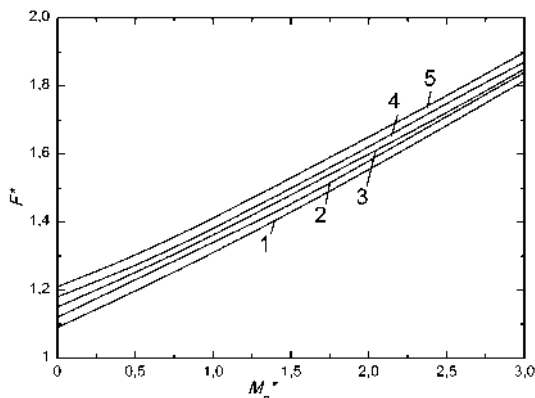


Рис. 3. Зависимость удерживающей силы от намагниченности сердечника при критерии G равном: 1 - 0,05, 2 - 0,035, 3 - 0,025, 4 - 0,015, 5 - 0

Таким образом, величина максимальной удерживающей силы капли жидкости с комбинированным ядром может изменяться в достаточно широком диапазоне путем изменения намагниченности сердечника магнитной системы. Безразмерный критерий G , характеризующий соотношение гравитационного и магнитного давления в капле жидкости, в значительной степени определяет величину безразмерной силы упругости, однако практически не оказывает влияния на диапазон изменения этой силы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 16-32-50061)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Берковский, Б.М. Магнитные жидкости /Б.М. Берковский, В.Ф.Медведев, М.С. Краков. – М.: Химия, 1989. – 240с.
2. Пшеничников, А.Ф. Магнитное поле в окрестности уединенного магнетика / А.Ф. Пшеничников // Магнитная гидродинамика. – 1993.- №1. – с. 37-40
3. Баштовой, В.Г. Экспериментальное исследование некоторых виброзащитных характеристик магнитожидкостной опоры / В.Г. Баштовой, В.С. Дашкевич, В.А. Радионов, В.А. Чернобай // Магнитная гидродинамика. – 1990. - №3. - с. 130-134.
4. Чернобай, В.А. Динамические характеристики магнитожидкостных опор / В.А. Чернобай, Н.В. Зенько // Энергетика. Известия высших учебных заведений и энергетических объединений СНГ. – 2008. - №3. – с. 78-81.

ДИССИПАТИВНЫЕ СВОЙСТВА КАПЛИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ, СФОРМИРОВАННОЙ ВОКРУГ КОМБИНИРОВАННОГО МАГНИТА

Баштовой В.Г., Моцар А.А.¹, Рекс А.Г.

Белорусский национальный технический университет,
220013, г. Минск, пр-т Независимости 65, Республика Беларусь
E-mail: alexfx20@yandex.ru¹

Аннотация: В работе исследована диссипация энергии в магнитожидкостном динамическом гасителе колебаний, основанном на использовании капли магнитной жидкости с комбинированным магнитом в качестве базового диссипативного элемента. Изучено влияние объема жидкости и ее магнитных свойств на диссипативные свойства такой капли при различной начальной амплитуде колебаний демпфируемого объекта. Показано что максимальный относительный коэффициент затухания достигается при оптимальном объеме капли. Величина этого объема определяется магнитными свойствами жидкости.

Ключевые слова: магнитная жидкость, диссипация энергии, динамическое гашение колебаний

DISSIPATION PROPERTIES OF MAGNETIC FLUID DROP FORMED AROUND COMPOUND MAGNET

Bashtovoi V.G., Motsar A.A.¹, Reks A.G.

Belarusian national technical university, 220013,
Minsk, 65 Nezavisimosti ave., Republic of Belarus
E-mail: alexfx20@yandex.ru¹

Abstract: The study describes energy dissipation in magnetic fluid dynamic absorber based on the usage of magnetic fluid drop with compound magnet as a basic dissipative element. The influence of magnetic fluid volume and its magnetic properties on dissipative properties of such drop is examined. It is shown that maximal value of relative damping factor is reached for the optimal volume of the drop. The value of this volume depends on magnetic properties of the fluid.

Keywords: magnetic fluid, energy dissipation, dynamic absorbing vibration



БАШТОВОЙ Виктор Григорьевич окончил Белорусский государственный университет в 1968 г. Защитил диссертации на соискание степени д.ф.-м.н. по теме "Термомеханика поверхностно-конвективных и волновых явлений в намагничивающихся жидкостях" в 1986 г. С 1968 г. работал в Институте тепло- и массообмена АН Беларуси. С 1980 года работает в Белорусском национальном техническом университете (БНТУ), в настоящее время в должности заведующего кафедрой. Имеет более 300 публикаций



МОЦАР Александр Александрович окончил Белорусский национальный технический университет (БНТУ) в 2010 г. В 2011 году окончил магистратуру БНТУ с присвоением степени магистра технических наук. В настоящее время является ассистентом кафедры ЮНЕСКО БНТУ, младшим научным сотрудником НИЛ «Термомеханика магнитных жидкостей» БНТУ. Имеет около 40 научных публикаций.



РЕКС Александр Георгиевич окончил Белорусский государственный университет в 1974 г. С 1975 г. работал в Институте тепло- и массообмена АН Беларуси, с 1981 г. в Белорусском национальном техническом университете (БНТУ). В 2007 г. защитил диссертацию на соискание степени д.ф.-м.н. по теме «Механика магнитоуправляемых магнитожидкостных систем со свободной поверхностью». В настоящее время является профессором кафедры ЮНЕСКО БНТУ, заведующим НИЛ «Термомеханика магнитных жидкостей» БНТУ. Имеет более 190 научных публикаций.

Одним из перспективных направлений практического применения магнитных жидкостей является их использование в различного рода виброзащитных устройствах, таких как амортизаторы, демпферы и гасители колебаний. В частности, принцип действия магнитожидкостных гасителей колебаний основан на перераспределении энергии вибраций демпфируемого объекта на инерционную массу, связанную с объектом демпфирования посредством упруго-вязких связей, с последующей диссипацией энергии колебаний. В качестве инерционной массы в таких устройствах зачастую используется капля магнитной жидкости, сформированная вокруг постоянного магнита. Такая капля, расположенная в немагнитном корпусе, может перемещаться, как единое целое, и рассеивать энергию вибраций за счет сил вязкого трения. Контакт капли со стенками корпуса приводит к деформации ее свободной поверхности и возникновению сил упругости препятствующих перемещению капли. Т.е. капля обладает упругими характеристиками, определяющими собственную частоту колебаний системы. Упругие характеристики капли магнитной жидкости, с внутренним источником магнитного поля, определяются магнитными свойствами жидкости, объемом капли, геометрией системы, а также конфигурацией магнитного поля магнита [1, 2].

В данной работе рассмотрено влияние объема и намагниченности жидкости на диссипативные свойства капли магнитной жидкости, сформированной вокруг комбинированного магнита.

Капля магнитной жидкости, сформированная вокруг комбинированного магнита, расположена в цилиндрическом немагнитном корпусе (Рис. 1). Диаметр корпуса равен 55 мм. Дно внутренней полости

корпуса выполнено конусообразной формы с углом наклона к горизонту 2,5 град. Крышка корпуса имеет возможность перемещаться по вертикали вплоть до торцевой поверхности комбинированного магнита, не покрытого жидкостью.

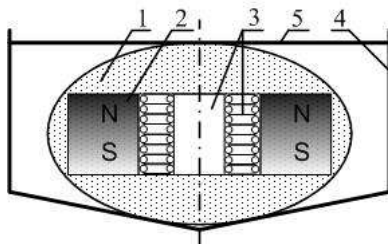


Рис. 1. Геометрия эксперимента: 1 - капля магнитной жидкости, 2 - постоянный кольцевой магнит, 3 - электромагнит с сердечником, 4 - немагнитный корпус, 5 - крышка корпуса

Комбинированный магнит представляет собой постоянный кольцевой магнит, во внутреннем отверстии которого расположен электромагнит с сердечником. В качестве кольцевого магнита использован феррит-бариевый магнит, намагниченный вдоль его вертикальной оси симметрии, с внешним диаметром 31 мм, внутренним диаметром 18 мм и высотой 18 мм. Высота электромагнита 18 мм. Сердечник электромагнита выполнен из электротехнической стали. Диаметр сердечника 10 мм. Напряженность магнитного поля по центру магнитной системы у ее поверхности составляла 71.1 кА/м, напряженность поля вдоль поверхности кольцевого магнита доходила до 115 кА/м.

Такая конструкция комбинированного магнита дает возможность изменять его конфигурацию магнитного поля путем подачи тока на электромагнит. Однако исследование влияния магнитного поля магнита на диссипативные свойства капли не входит в задачи данного исследования, поэтому результаты, представленные ниже, были получены при отключенном электромагните.

Рассматриваемая система (далее гаситель колебаний) закреплялась на консольный конец протяженной эластичной балки длиной 3м. Незакрепленный консольный конец балки отклонялся на заданную величину, что провоцировало ее свободные колебания с заданной начальной амплитудой и собственной частотой колебаний около 1 Гц. Колебания системы совершались в горизонтальной плоскости, перпендикулярной осям симметрии корпуса и комбинированного магнита. Для записи осциллограмм колебаний использован измерительный комплекс, состоящий из датчика ускорения КВ-12, усилителя аналогового сигнала, RC-фильтра низких частот, аналого-цифрового преобразователя

ADCU 14-32. Осциллограммы колебаний выводились на компьютер посредством программы Data Logger.

Принципиальная схема экспериментальной установки с измерительным комплексом представлена на рис. 2.

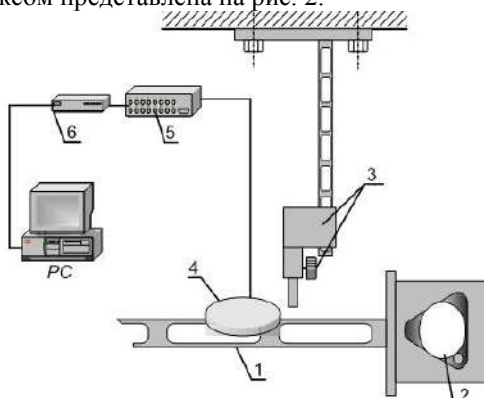


Рис. 2. Экспериментальная установка: 1 – демпфируемый объект (балка), 2 – гаситель колебаний, 3- система установки начальной амплитуды колебаний, 4 – датчик ускорения, 5 – усилитель аналогового сигнала, 6 – RC фильтр с аналогово-цифровым преобразователем

Измерения были выполнены для двух случаев:

1. с установленным на консольный конец балки гасителем колебаний
2. с установленным на консольный конец балки грузом, равным по массе гасителю колебаний (далее массоимитатор)

В ходе измерений корпус устройства заполнялся различными объемами жидкости от 25 до 45 мл. Независимо от выбранного объема жидкости крышка корпуса устройства устанавливалась так, чтобы ее поверхность касалась свободной поверхности магнитной жидкости, но при этом не деформировала ее в случае центрального расположения демпфирующего элемента. Начальная амплитуда колебаний балки A_0 варьировалась в диапазоне 1-5 мм. В качестве магнитной жидкости были использованы жидкости на основе керосина МК-21, МК-43 и МК-52 с намагниченностью насыщения 21.1, 42.8 и 52.1 кА/м, плотностью 1119, 1432 и 1476 кг/м³ соответственно.

На основе полученных осциллограмм колебаний определялся средний логарифмический декремент затухания системы, и среднее время релаксации, как отношение декремента затухания к среднему периоду колебаний. Диссипация энергии в системе оценивалась по отношению времени релаксации балки с массоимитатором τ_0 к времени релаксации балки с гасителем колебаний τ . Соотношение τ_0/τ показывает во

сколько раз увеличивается коэффициент затухания системы в случае установки гасителя, при условии, что масса всей системы остается неизменной. Величина τ_0/τ далее называется относительным коэффициентом затухания.

При колебаниях балки с установленным гасителем колебаний происходит перемещение капли относительно стенок корпуса. Это приводит к ее деформации и изменению сил упругости препятствующих перемещению капли. Диссипация энергии колебаний происходит за счет сил вязкого трения при течении жидкости между стенками корпуса и поверхностью магнита. В результате чего колебания балки с гасителем затухают быстрее. Так, например, если для гасителя, заполненного жидкостью МК-21 объемом 30 мл, время колебаний балки составляло около 15 секунд, то колебания балки с массоимитатором продолжались более 100 секунд.

Зависимости относительного коэффициента затухания колебаний балки от объема капли для жидкостей с различными магнитными свойствами представлены на рис. 3.

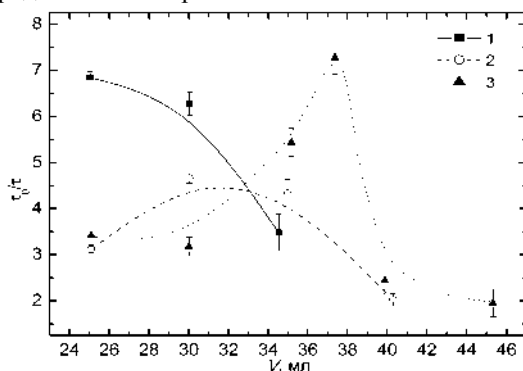


Рис. 3. Зависимости коэффициента затухания от объема капли для жидкостей: 1 – МК-21, 2 – МК-43, 3 – МК-52

Из представленных результатов эксперимента видно, что в зависимости от магнитных свойств жидкости изменяется и объем капли, при котором относительный коэффициент затухания достигает максимального значения. Например, для жидкости МК-52 максимальное значение коэффициента затухания наблюдалось при объеме капли 37,5 мл. Причем при изменении объема от 25 до 37,5 мл происходит увеличение относительного коэффициента затухания. Это связано с тем, что при увеличении объема капли крышка корпуса устанавливалась на большем расстоянии от поверхности магнита, т.е. область касания поверхности крышки с поверхно-

стью жидкости перемещалась в зону с меньшей величиной напряженности магнитного поля. Вследствие этого уменьшалась и величина сил упругости препятствующих перемещению капли, амплитуда колебаний капли наоборот возрастала, что приводило к большей диссипации энергии и росту коэффициента затухания.

Дальнейшее увеличение объема капли для этой жидкости начинает приводить к уменьшению коэффициента затухания. Такой эффект связан с тем, что с увеличением объема капли уменьшается расстояние между боковой стенкой корпуса и боковой поверхностью капли. Для некоторого объема амплитуда колебаний капли начинает превышать расстояние между ее боковой поверхностью и боковой стенкой корпуса. При этом в процессе колебаний боковая поверхность капли деформируется, что приводит к возникновению дополнительных сил упругости, в результате чего возрастает коэффициент упругости рассматриваемой системы, а амплитуда колебаний капли относительно стенок корпуса падает. Значительное снижение амплитуды колебаний капли визуально наблюдалось для объема, при котором боковая поверхность капли находящейся в состоянии покоя контактировала с боковой стенкой корпуса.

Для жидкостей с меньшей намагниченностью деформация боковой поверхности капли происходит при меньших объемах, что связано, во-первых, с меньшей величиной возвращающей упругой силы, т.е. с большей амплитудой колебаний капли при одинаковых параметрах внешних вибраций, а во-вторых, с большим продольным размером капли. Ввиду чего максимальное значение коэффициента затухания с уменьшением намагниченности жидкости смещается в сторону меньших объемов.

Зависимости относительного коэффициента затухания от объема капли для жидкости МК-52 при разной начальной амплитуде колебаний балки представлены на рис. 4.

Как видно из представленных результатов для объемов жидкости от 25 до 35 мл коэффициенты затухания при рассмотренных амплитудах колебаний отличаются незначительно. Такой эффект можно пояснить тем, что амплитуда колебаний капли увеличивается пропорционально увеличению внешней амплитуды колебаний балки, при условии, что перемещение капли не будет ограничиваться деформацией ее боковой поверхности о боковую поверхность стенкой корпуса. При этом пропорционально увеличению внешней энергии вибраций растёт и величина диссипации энергии в устройстве.

Наиболее существенное отличие в коэффициентах затухания наблюдается для капли объемом 37,5 мм. Причем здесь имеет место ярко выраженная обратная зависимость между амплитудой колебаний и коэффициентом затухания. Что может быть связано, с тем, что капля

с данным объемом жидкости обладает небольшим коэффициентом упругости и даже при малой начальной амплитуде колебаний балки, капля достаточно подвижна относительно корпуса устройства, что обеспечивает эффективное гашение вибраций с малыми начальными амплитудами. С увеличением внешней амплитуды колебаний рост амплитуды колебаний капли ограничен силами упругости, возникающими при деформации боковой поверхности капли. Как следствие увеличение диссипации энергии происходит на меньшую величину, чем увеличение внешней энергии вибраций, что и выражается в таком отличии коэффициентов затухания системы.

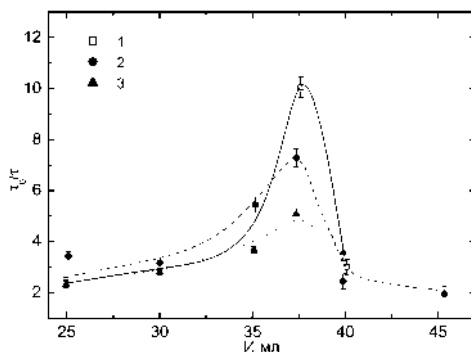


Рис. 4. Зависимости относительного коэффициента затухания от объема капли для начальной амплитуды колебаний балки A_0 : 1 – 1 мм, 2 – 2.5 мм, 3 – 5 мм

Таким образом, показано, что существует оптимальный объем капли при котором наблюдается максимальное значение коэффициента затухания колебаний демпфируемого объекта. Величина этого объема определяется магнитными свойствами жидкости. Начальная амплитуда колебаний оказывает существенное влияние на относительный коэффициент затухания, только при оптимальном объеме капли.

Работа выполнена при поддержке Фонда фундаментальных исследований Республики Беларусь

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bashtovoi, V. Statics of magnetic fluid drop with compound magnetic core in a wedge-shared channel / V.Bashtovoi, A.Reks, S.Klimovich, A.Motsar at al. // Journal of Nano- and Electronic Physics. – 2013. – V.5, No 4. – P. 04012 (4pp).
2. Баштовой, В.Г. Упругие свойства капли магнитной жидкости с комбинированным магнитным ядром / В.Г. Баштовой, А.А.Моцар, А.Г.Рекс // Известия Национальной академии наук Беларуси. Серия физико-технических наук». – 2014. - № 4. – с. 39-43

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ СВОЙСТВ РАБОЧЕЙ ЖИДКОСТИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ИНЖЕКЦИОННОГО ЭЛЕКТРОГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ТЕПЛООБМЕННИКА

Родикова Е.С.*, Стишков Ю.К., Чирков В.А.

ФГБОУВО «Санкт-Петербургский государственный университет»,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: Rodikova.K@yandex.ru*

Аннотация: Проведено компьютерное моделирование электрогидродинамического теплообменника с системой электродов лезвие-плоскость. Учтено и проанализировано влияние температурных зависимостей следующих свойств: плотности, диэлектрической проницаемости, подвижности ионов и вязкости. Используются экспериментально измеренные температурные зависимости, а также имеющиеся аналитические выражения.

Ключевые слова: слабопроводящая жидкость, компьютерное моделирование, электроконвекция.

THE INVESTIGATION OF THE INFLUENCE OF TEMPERATURE DEPENDENCE OF WORKING LIQUID PROPERTIES ON THE CHARACTERISTICS OF INJECTION ELECTROHYDRODYNAMIC HEAT EXCHANGER

Rodikova E.S. *, Stishkov Yu.K., Chirkov V.A.

St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia

E-mail: Rodikova.K@yandex.ru*

Abstract: The computer simulation of electrohydrodynamic heat exchanger with the blade-plane electrode system was made. The temperature dependences of the liquid properties, such as density, viscosity, ion's mobility and dielectric permittivity were taken into account and analyzed. The experimentally measured temperature dependences and the available analytical expressions were used.

Key words: low-conducting liquid, computer simulation, electroconvection.



РОДИКОВА Екатерина Сергеевна окончила бакалавриат СПбГУ в 2016 году. Имеет 3 научные публикации. Является одним из исполнителей научно-исследовательской работы по интенсификации теплообмена в жидкостях и газах, поддержанной грантом РФФИ.



СТИШКОВ Юрий Константинович окончил Тбилисский государственный университет в 1964 году. В 1986 защитил диссертацию на соискание учёной степени доктора физико-математических наук по теме «Нелинейное взаимодействие электрического поля с жидкой слабопроводящей средой». Имеет более 150 научных публикаций, в том числе более 80 статей, несколько патентов, 45 статей в иностранных журналах. В настоящее время является профессором, доктором физико-математических наук, профессором Санкт-Петербургского государственного университета. Научно-исследовательская работа в области электрогидродинамики многократно поощрялась грантами РФФИ.



ЧИРКОВ Владимир Александрович окончил Санкт-Петербургский государственный университет в 2009 году. В 2013 году защитил диссертацию на соискание степени Ph.D. СПбГУ (физика) по теме «Влияние механизмов зарядообразования на структуру электрогидродинамических течений в сильнонеоднородных электрических полях». В настоящее время является старшим преподавателем, Ph.D. СПбГУ (физика) Санкт-Петербургского государственного университета. Научно-исследовательская работа в области электрогидродинамики поощрялась грантами РФФИ.

Введение

С развитием вычислительной техники очень важным стал вопрос охлаждения микрочипов, которые, с одной стороны, обладают очень малыми размерами, но, с другой стороны, характеризуются высокой мощностью тепловыделения. Для охлаждения подобных устройств использование естественной конвекции становится малоэффективным, а наиболее перспективным способом интенсификации теплоотвода является использование электроконвекции, т.е. электрогидродинамических (ЭГД) течений. ЭГД-течения представляют собой движение жидкости, обусловленное взаимодействием электрического поля и объёмного заряда, который появляется в слабопроводящих жидкостях при протекании электрического тока.

Преимущественная часть наиболее новых работ по исследованию ЭГД-теплообменников выполнена на основе компьютерного моделирования группой французских учёных [1–3] и американской группой под руководством профессора Ягоби [4]. Также есть небольшое количество аналитических [5] и экспериментальных работ, в которых, однако, указано лишь ограниченное количество интегральных характеристик устройства без предоставления информации по всем существенным свойствам жидкости. Т.е. на настоящий момент не существует полной модели, которая бы содержала в себе учёт влияния температурных зависимостей свойств рабочей жидкости на эффективность теплоотвода. Данный вопрос является особенно актуальным при использовании электроконвекции, поскольку изменение свойств рабочей жидкости влияет не только на сам процесс теплопереноса, но и на

структуру ЭГД-течений в целом. Более того, последняя зависит не только от механических свойств жидкости (плотности и вязкости), но и от электрофизических подвижности ионов и диэлектрической проницаемости. Всё это, а также фактическое отсутствие компьютерных моделей ЭГД-теплообменников, в которых учитываются влияние температурных зависимостей свойств рабочей жидкости на эффективность теплообмена, обуславливает повышенный интерес к настоящему исследованию.

Модель и методика моделирования

Настоящее исследование проводилось на основе компьютерного моделирования. Все расчёты выполнены в программном пакете COMSOL Multiphysics 4.3b. Геометрия и граничные условия компьютерной модели представлены на рис. 1, где использованы следующие обозначения: T – температура, V – напряжение, E – напряжённость электрического поля, Φ – электрический потенциал, u – скорость жидкости, j – плотность тока; $f(E)$ – функция инжекции, $g(E)$ – функция гибели ионов; x, y – пространственные координаты, t – время, индексы 1, 2 указывают на сорт ионов.

Теплообменник представляет собой систему электродов лезвие-плоскость, в которой плоскость одновременно является и охлаждаемой поверхностью (нагревателем), в то время как верхняя стенка – холодильником. Пространственный масштаб устройства выбран таким, чтобы он был сопоставим с размерами типовых микропроцессоров – единицы миллиметров. Разница температур между нагревателем и холодильником задана равной 50 градусам, что соответствует типовым значениям перегрева компьютерных чипов [6].

$$E_x = 0, T = T_0, u_{x,1} = 0, j_{1,x} = 0, j_{2,x} = 0$$

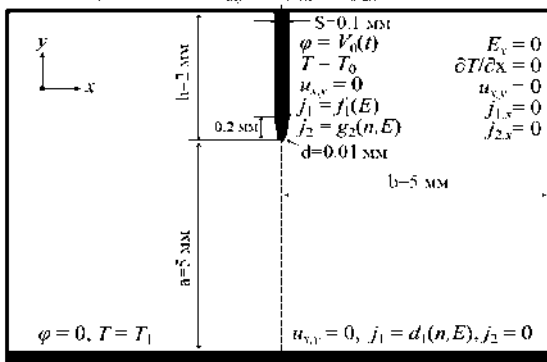


Рис. 1. Геометрия модели и граничные условия

Полная система уравнений, описывающая ЭГД-теплообмен и учитывающая температурные зависимости свойств рабочей жидкости, включает в себя три основных блока уравнений электрогидродинамики (1–6) и уравнение теплопереноса (7):

$$\operatorname{div}(\varepsilon\varepsilon_0\mathbf{E}) = q \quad (1)$$

$$\mathbf{E} = -\nabla\varphi \quad (2)$$

$$q = \sum_i z_i e n_i \quad (3)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div}(z_i n_i b_i \mathbf{E} - D_i \nabla n_i + n_i \mathbf{u}) = W_0 - \alpha_r n_1 n_2 \quad (4)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho(\mathbf{u}, \nabla) \mathbf{u} = -\nabla P + \nabla(\eta \operatorname{div}(\mathbf{u})) - \frac{2}{3} \eta \delta_{ik} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + q \mathbf{E} \quad (5)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (6)$$

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} - \operatorname{div}(k \nabla T) + \rho C_p \mathbf{u} \nabla T = 0 \quad (7)$$

где q – объёмная плотность заряда, n – концентрация ионов, P – давление; ε – относительная диэлектрическая проницаемость жидкости, b – подвижность ионов, D – коэффициент диффузии ионов, z_i – валентность ионов, W_0 – интенсивность диссоциации, α_r – коэффициент рекомбинации, ρ – массовая плотность жидкости, η – динамическая вязкость жидкости; ε_0 – диэлектрическая постоянная, e – элементарный электрический заряд, t – время; индекс i указывает сорт ионов, C_p – теплоёмкость, k – теплопроводность, δ_{ik} – символ Кронекера.

Свойства жидкости соответствуют свойствам трансформаторного масла при 20°C: $\varepsilon = 2,2$, $\rho = 870 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$, $\eta = 0,025 \text{ Па} \cdot \text{с}$, $k = 0,11 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$, $C_p = 2 \cdot 10^3 \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$, $b = 10^{-8} \frac{\text{м}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}$, $D = 10^{-7} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$, $\sigma = 10^{-12} \frac{\text{См}}{\text{м}}$. Для всех свойств задаются их температурные зависимости, за исключением коэффициента диффузии и электрической проводимости. При этом, согласно [7], ролью последней в данном случае вообще можно пренебречь, поскольку при столь низком её значении концентрация инжектированных ионов многократно превышает значение концентрации ионов, образовавшихся за счёт диссоциации.

Обсуждение результатов

На рис. 2 представлены результаты моделирования ЭГД-теплообменника в случае, когда все свойства жидкости постоянны. Структура ЭГД-течения имеет классический вид: узкая центральная струя направлена от заострённого электрода (лезвия) к плоскому (который также является и нагревателем). Характерные скорости электроконвекции составляют десятки см/с.

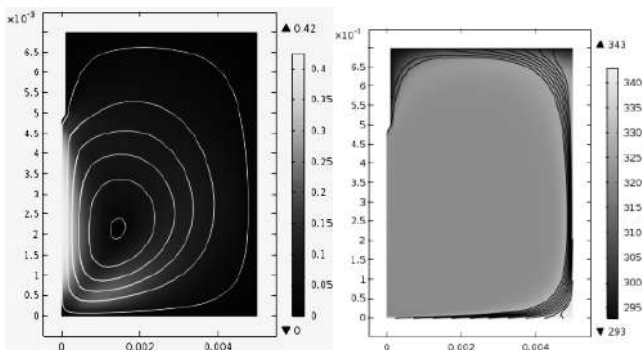


Рис. 2. Распределение скорости жидкости с линиями тока жидкости (слева) и распределение температуры с линиями тока тепла (справа) при постоянных свойствах трансформаторного масла.

При изменении плотности жидкости с температурой вид графиков, представленных на рис. 2 не изменяется (соответствующие графики здесь не приведены), в то время как температурная зависимость вязкости способствует увеличению скорости жидкости более чем на 30% (рис. 3).

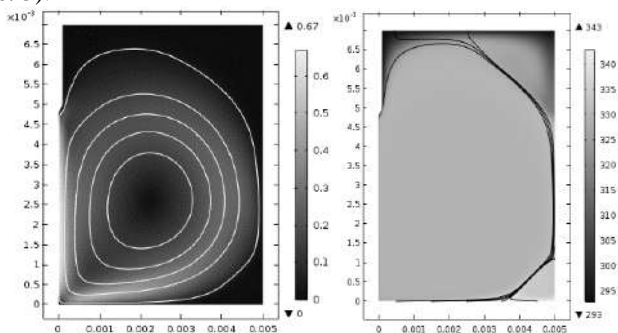


Рис. 1. Распределение скорости жидкости с линиями тока жидкости (слева) и распределение температуры с линиями тока тепла (справа) при изменяющейся вязкости

Вследствие этого эффективность теплоотвода повышается при меняющейся вязкости и остается неизменной при учёте температурной зависимости плотности жидкости (рис. 4). С одной стороны, это согласуется с так называемым приближением Буссинеска, а, с другой стороны, подобный результат можно объяснить на основе уравнений (7) и (5): чем плотнее жидкость, тем больше тепла она может отвести, но тем меньше у неё скорость.

При учёте температурной зависимости диэлектрической проницаемости, из-за возникающего градиента данной величины, выражение для движущей силы принимает следующий вид:

$$F_{\epsilon} = q_{\epsilon} E - \frac{1}{2} E^2 \nabla \epsilon. \quad (8)$$

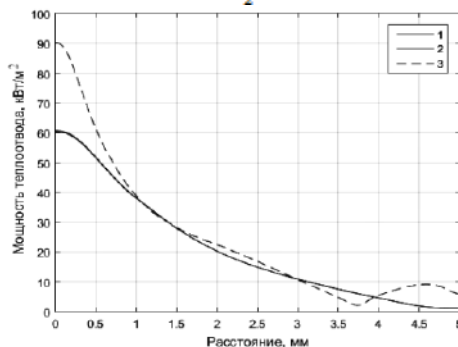


Рис. 4. Распределение теплоточа вдоль поверхности нагревателя при постоянных свойствах (1), меняющихся плотности (2) и вязкости (3)

Появление дополнительного слагаемого, соответствующего диэлектрофоретической силе, не повлияло на скорость жидкости в центральной струе (рис. 5, слева). Вследствие чего эффективность теплоотвода также осталась неизменной по сравнению со случаем, когда диэлектрофоретическая сила не учитывалась. Но и температурная зависимость диэлектрической проницаемости также не повлияла на мощность теплоотвода (рис. 5, справа).

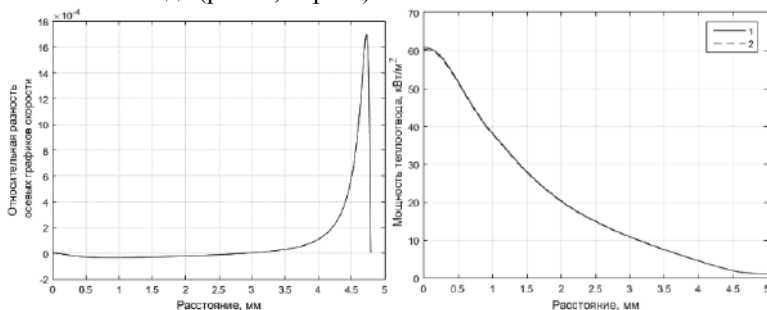


Рис. 5. Относительная разность осевых графиков скорости для задач с учётом диэлектрофоретической силы и без (слева) и распределение теплоточа вдоль поверхности нагревателя для постоянной (1) и изменяющейся (2) диэлектрической проницаемости.

Использование формулы Вальдена-Стокса (9):

$$b = \frac{\epsilon}{6 \pi \eta r} \quad (9)$$

где r – радиус иона, позволяет исследовать влияние температурной зависимости подвижности ионов на характеристики теплообмена. Как видно из графика (рис. 6, слева), нагрев жидкости на 50 градусов приводит к пятикратному повышению подвижности ионов.

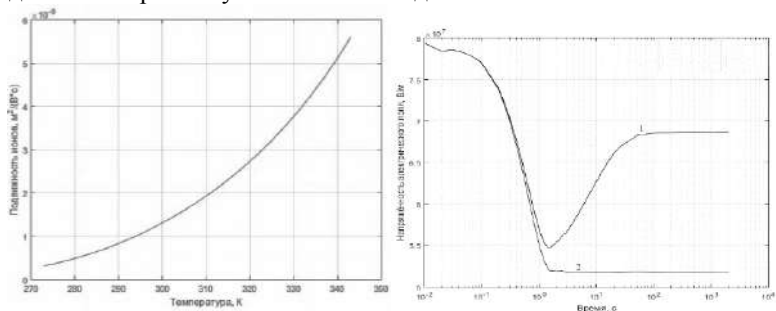


Рис. 6. Зависимость подвижности ионов от температуры и зависимость максимального значения напряжённости электрического поля на острие лезвия от времени для постоянной (2) и изменяющейся (1) подвижности ионов

В свою очередь, это влияет на структуру заряженной области, и способствует более эффективному выводу заряда из объёма, т.е. к уменьшению т.н. эффекта зарядовой пробки. Так, при малой подвижности, ионы уносятся течением от противоиэлектрода и накапливаются в объёме, тем самым частично экранируя электрическое поле на поверхности лезвия (рис. 6, справа) и снижая интенсивность инжекционного зарядообразования. А при учёте увеличения подвижности ионов в нагретой жидкости экранировка электрического поля оказывается заметно слабее, а интенсивность ЭГД-течений и, как следствие, теплоотвода выше.

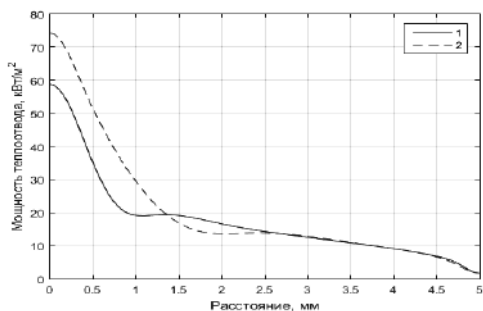


Рис. 7. Распределение теплоточа вдоль нагревателя с постоянной (1) и изменяющейся подвижностью (2)

Соответствующее распределение теплоточа вдоль нагревателя в двух случаях представлено на рис. 7. Этот график демонстрирует

важность учёта влияния температурных зависимостей «электрофизических» параметров, напрямую не связанных с теплопереносом, на интегральные характеристики ЭГД-теплообменника.

Выводы

Температурные зависимости вязкости жидкости и подвижности ионов оказывают существенное влияние на структуру ЭГД-течений и должны учитываться при расчёте характеристик жидкостного ЭГД-теплообменника, в то время как температурными зависимостями плотности и диэлектрической проницаемости можно пренебречь. Так, при сравнении расчётов полной и упрощённой моделей для задачи с изменяющейся плотностью и диэлектрической проницаемостью отличие мощности теплоотвода составило менее 1%, в то время как с изменяющейся вязкостью и подвижностью ионов – более 10%.

Благодарности

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 15-08-07628. Компьютерное моделирование было проведено с использованием вычислительных ресурсов Ресурсного Центра "Вычислительный центр СПбГУ" (<http://cc.spbu.ru>).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wu, J. Heat transfer enhancement by an electrohydrodynamic plume induced by ion injection from a hyperbolic blade / J. Wu, P. Traoré, C. Louste, A.T. Pérez, P.A. Vázquez // Proc. of the 18th Int. Conf. on Dielectric Liquids. –Bled (Slovenia), 2014.
2. Wu, J. Numerical analysis of the subcritical feature of electro-thermo-convection in a plane layer of dielectric liquid / J. Wu, P. Traoré, A.T. Pérez, M. Zhang // Physica D: Nonlinear Phenomena. – 2015. – Vol. 311–312. – P 45–57.
3. Wu, J. A finite-volume method for electro-thermoconvective phenomena in a plane layer of dielectric liquid / J. Wu, P. Traoré // Numerical Heat Transfer, Part A: Applications. – 2015. – Vol. 68. – P. 471–500.
4. Patel, V.K. Long-term performance evaluation of microscale two-phase heat transport device driven by EHD conduction / V.K. Patel, J. Seyed-Yagoobi // IEEE Transactions on Industry Applications. – 2014. – Vol. 50. – P. 3011–3016.
5. Жакин, А.И. Электроконвективный теплообмен через пограничные слои / А.И. Жакин, А.Е. Кузько // Теплофизика высоких температур. – 2001. – Т. 39. – № 5. – С. 840–842.
6. Родикова, Е.С. Влияние электропроводности жидкости на характеристики миниатюрного ЭГД-теплообменника / Е.С. Родикова, Ю.К. Стишков, В.А. Чирков // Сборник докладов XI Международной научной конференции «Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики». – Санкт-Петербург, 2015. – С. 117–122.
7. Chirkov, V The dependence of the efficiency of electrohydrodynamic heat exchanger on the electric conductivity of liquid / V. Chirkov, E. Rodikova, Yu. Stishkov // Proc. of 2016 Electrostatics Joint Conference. – West Lafayette (IN, USA), 2016.

Сведения об авторах

Ю.К. Стишков, Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия. Доктор физико-математических наук. E-mail: y.stishkov@spbu.ru. Адрес: Санкт-Петербург, г. Петергоф, ул. Ульяновская, д. 1, Л-539А. Тел.: (812) 428-43-89.

В.А. Чирков: Ph.D. СПбГУ (физика), v.chirkov@spbu.ru.

Е.С. Родикова: бакалавр СПбГУ, rodikova.k@yandex.ru.

ТЕПЛООБМЕН В КУЭТТОВСКОМ ТЕЧЕНИИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

Лабкович О.Н.¹, Рекс А.Г., Чернобай В.А.,
Белорусский национальный технический университет,
г. Минск, Республика Беларусь,
E-mail: olji@tut.by¹

Аннотация: В работе экспериментально исследован теплообмен магнитной жидкости в зазоре между цилиндрами, при вращении внутреннего цилиндра. Обнаружено, что введение углеродных нанотрубок в магнитную жидкость и использование конструкции с вращающимся магнитным полем изменяет структуру течения в слое магнитной жидкости и существенно улучшает теплообмен.

Ключевые слова: магнитная жидкость, вязкая диссипация, интенсивность теплоотдачи, углеродные нанотрубки, вращающееся магнитное поле, тепловой поток, структура течения, вихри Тейлора.

THE HEAT EXCHANGE OF MAGNETIC FLUID IN THE COUETTE FLOW

Chernobai V.A., Reks A.G., Labkovich O.N.¹
Belarusian National Technical University,
Minsk, Belarus, E-mail: olji@tut.by¹

Abstract: In work heat exchange of magnetic fluid in a gap between cylinders is experimentally investigated, at rotation of the internal cylinder. It is revealed that introduction of carbon nanotubes to magnetic fluid and use of a design with the rotating magnetic field change the flow structure in the magnetic fluid layer and significantly improve heat exchange.

Key words: magnetic fluid, viscous dissipation, intensity of a heat exchange, carbon nanotubes, the rotating magnetic field, a thermal stream, the flow structure, Taylor's vortices.



РЕКС Александр Георгиевич, доктор физико-математических наук, - профессор кафедры ЮНЕСКО "Энергосбережение и возобновляемые источники энергии". Защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по теме "Механика магнитоуправляемых магнитожидкостных систем со свободной поверхностью" в 2007 г. Имеет 160 научных публикаций, в том числе 11 авторских свидетельств и патентов на изобретения, 2 монографии, одна из которых издана в США.

ЧЕРНОБАЙ Владимир Алексеевич. В 1983 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме: «Тепловые и гидродинамические процессы в высокоскоростных магнитожидкостных уплотнениях, разработка их кон-

струкций». Имеет более 130 научных публикаций, в том числе 22 авторских свидетельств и патентов на изобретения.



Лабкович Ольга Николаевна окончила Белорусский политехнический институт в 1991 году. Имеет 30 научных публикаций, в том числе 3 статьи. В настоящее время является старшим преподавателем Белорусского национального технического университета.

С увеличением скорости вращения в куэтовском течении магнитной жидкости наблюдается рост температуры, вызванной вязкой диссипацией. С целью выявления условий теплоотвода от кольцевого слоя магнитной жидкости экспериментально изучалась теплоотдача в зазоре между цилиндрами, внутренний из которых вращался. Использовалась магнитная жидкость на основе трансформаторного масла и магнетита с намагниченностью насыщения 70 кА/м (ММт - 70). Ее теплофизические свойства при $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ и в отсутствии магнитного поля ($H = 0$) соответствовали: динамический коэффициент вязкости $\eta = 0,2 \text{ Па}\cdot\text{с}$, коэффициент теплопроводности $\lambda = 0,22 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$, плотность $\rho = 1,8 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$. Величина радиального зазора (r) изменялась от $0,3$ до 1 мм , осевой размер слоя магнитной жидкости (l) составлял 20 мм . Исследования проводились на установке, представленной на рис. 1.

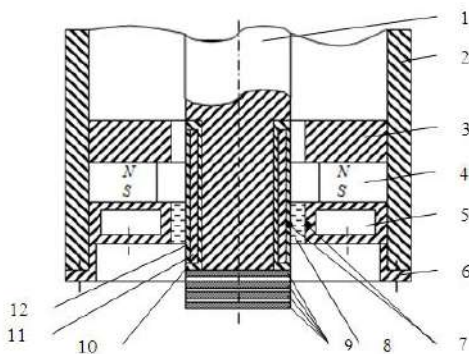


Рис. 1. Схема измерительного узла: 1 – вал, 2 – корпус, 3 – магнитопровод, 4 – постоянный магнит, 5 – наружный термостатируемый цилиндр, 6 – втулка, 7 – термопары, 8 – магнитная жидкость, 9 – токосъемники, 10 – теплоизоляционная втулка, 11 – электронагреватель, 12 – внутренний цилиндр.

Тепловой поток создавался электронагревателем 11 на теплоизолированном внутреннем вращающемся цилиндре 12 и отводился в радиальном направлении через слой магнитной жидкости 8 на внешний

термостатируемый цилиндр 5. Методика эксперимента была следующей: поддерживалась определенная разность температур поверхностей цилиндров $T_1 - T_2$, измеряемых термопарами 7 и изменялась скорость вращения. Одновременно с тепловыми измерениями, проводились измерения момента трения для выявления характера течения магнитной жидкости в зазоре. Передача теплоты между цилиндрами, характеризовалась суммарным коэффициентом теплоотдачи α :

$$\alpha = Q/F(T_1 - T_2) \quad (1),$$

где Q – задаваемый тепловой поток, F – среднелогарифмическая поверхность, определяемая выражением:

$$F = \frac{2\pi r l}{\ln(R_2/R_1)} \quad (2)$$

Интенсивность теплоотдачи оценивалась числом Нуссельта (Nu):

$$Nu = 2r\alpha/\lambda \quad (3)$$

Исследовалось влияние структуры течения магнитной жидкости на теплообмен в ее слое. На рис. 2 приведена зависимость числа Нуссельта от безразмерной скорости вращения внутреннего цилиндра числа Тейлора:

$$Ta = Re(r/R_1)^{0,5}, \quad (4)$$

где $Re = \frac{rv}{\nu}$ – число Рейнольдса, $\nu = \eta/\rho$ – коэффициент кинематической вязкости.

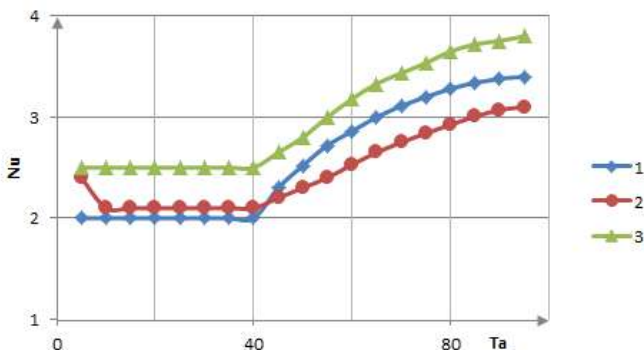


Рис. 2. Влияние скорости (Ta) на интенсивность теплоотдачи (Nu):

1 - $H = 400$ кА/м ($\vec{H} \perp \vec{v}$), ММТ -70;

2 - $H = 400$ кА/м ($\vec{H} \perp \vec{v}$), ММТ -70 + 0,01 % ОУНТ

3 - $H = 120 \div 90$ кА/м ($\vec{H} \parallel \vec{v}$), ММТ -70

Для однородного радиального магнитного поля в зазоре ($\vec{H} \perp \vec{v}$) величиной $H = 400$ кА/м в области течения магнитной жидкости с

сильным структурообразованием ($Ta < 8$) и при ламинарном течении ($8 < Ta < 41,2$) интенсивность теплообмена не изменялась. Основным механизмом переноса тепла являлась теплопроводность. Число Нуссельта было близким к 2 (кривая 1). После достижения критической точки перехода ламинарного течения в вихревое ($Ta = 41,2$) наблюдалось резкое уменьшение разности температур $T_1 - T_2$ в зазоре, т.е. перенос тепла в слое магнитной жидкости интенсифицировался. Возможны два механизма резкого увеличения числа Нуссельта: свободная конвекция и вынужденная конвекция. Число Рэлея не превышало значения 900 во всех экспериментах, поэтому влиянием свободной конвекции можно пренебречь [1]. Следовательно, механизмом улучшения теплообмена в зазоре является вынужденная конвекция, вызванная появлением в ламинарном течении магнитной жидкости вихрей Тейлора, что может подтверждаться резким ростом измеряемого момента трения в этой области течения.

В области вихревого течения опытные данные удовлетворительно обобщались уравнением:

$$Nu = 0,45 \cdot Ta^{0,5}$$

При определении безразмерных критериев подобия Nu , Ta в качестве определяющей принималась средняя температура в рабочем зазоре T_{cp} .

С целью улучшения теплоотдачи в радиальном зазоре в магнитную жидкость вводились однослойные углеродные нанотрубки (ОУНТ), представляющие собой полые немагнитные цилиндры диаметром ~ 5 нанометров и длиной $\sim 0,1$ мм с коэффициентом теплопроводности λ свыше 500 Вт/м·К. При совпадении направлений теплового потока и магнитного поля ($\vec{H} \parallel \text{grad } T$) максимальный рост числа Нуссельта (~ 40 %) наблюдался при небольших скоростях вращения (рис. 2, кривая 2). ОУНТ образовывали цепочки в радиальном направлении, интенсифицируя радиальный перенос тепла. С увеличением скорости цепочки ОУНТ разрушались и эффект снижался до 15 %. В области вихревого течения упругие свойства ОУНТ в потоке уменьшали теплообмен в зазоре за счет снижения интенсивности вихрей Тейлора. Исследовалось влияние магнитного поля, синхронно вращающегося с внутренним цилиндром, на теплообмен в слое магнитной жидкости. Магнитное поле создавалось постоянными магнитами, закрепленными на немагнитном внутреннем цилиндре (рис. 3).

Тангенциальное магнитное поле периодически изменялось по окружности от 120 до 90 кА/м.

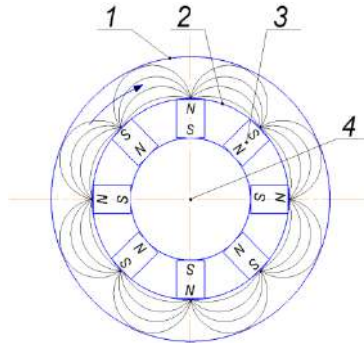


Рис.3. Схема вращающегося магнитного поля в слое магнитной жидкости (1 – наружный немагнитный цилиндр, 2 – внутренний немагнитный цилиндр, 3 – постоянный магнит, 4 - вал)

Как видно из рис. 2 (кривая 3) интенсивность теплообмена в этом случае возрастала во всем исследуемом интервале скоростей. По-видимому, этот эффект является следствием изменения структуры течения в слое магнитной жидкости: прямолинейный профиль скорости становится более наполненным, образуется ядро потока. Кроме того, в потоке при ламинарном течении образуются микровихревые структуры, улучшающие радиальный перенос тепла [2 - 4].

Исследовался теплообмен в магнитной жидкости в постоянном магнитном поле при его радиальном градиенте ($\text{grad}H \sim 10^5$ кА/м), направленном к центру вращения и периодически изменяющимся в тангенциальном направлении от 120 до 90 кА/м. Наличие радиального градиента магнитного поля стабилизирует ламинарное течение и в пределах эксперимента резкого роста момента трения не наблюдалось, т.е. течение оставалось ламинарным. В этом случае, теплообмен в зазоре осуществлялся за счет теплопроводности магнитной жидкости, т.е. число Nu не изменяется и его значение близкое к 2. Однако, из экспериментальных данных (рис. 4, кривая 1) видно, что с увеличением скорости число Nu растет и достигает значения 3 при $Ta = 80$. Вероятно, дополнительным механизмом радиального переноса тепла являлись циркуляционные зоны, возникающие в слое магнитной жидкости в областях, где магнитное поле (\vec{H}) направлено к вектору скорости (\vec{v}) под углом $< 90^\circ$ [5].

Для однородного радиального магнитного поля в зазоре ($H = 400$ кА/м) изменялось отношение осевого размера слоя магнитной жидкости l к ее радиальному размеру $r - l/r$.

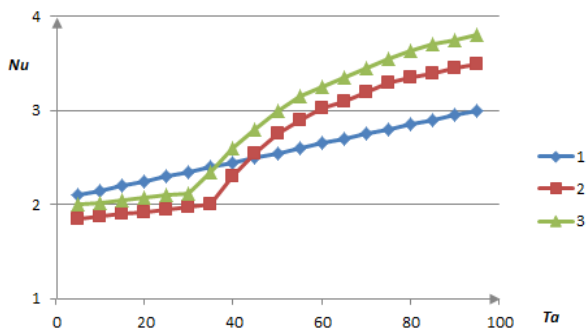


Рис. 4. Зависимость теплообмена от градиента магнитного поля и геометрических параметров зазора: 1 – $\text{grad}\vec{H}, (\vec{H} \parallel \vec{V})$; 2 – $\frac{i}{r} = 10, (\vec{H} \perp \vec{V})$; 3 – $\frac{i}{r} = 5, (\vec{H} \perp \vec{V})$

Как следует из рис. 4 (кривые 2, 3) концевые эффекты существенно влияют на структуру течения и теплообмен в слое магнитной жидкости. Так при $\frac{i}{r} = 5$ образование вихрей Тейлора происходит при $Ta = 30$, что приводит к резкому росту числа Nu . Существенное влияние на теплообмен в этом случае может оказать термомангнитная конвекция, так как возникают благоприятные условия для ее возникновения: наличие градиентов магнитного поля и температуры, усиливается влияние на поток свободных поверхностей магнитной жидкости [6].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Щукин В.К.** Теплообмен и гидродинамика внутренних потоков в полях массовых сил. // М.: Машиностроение, 1980. – 240.
2. **Дворчик С.Е., Рыков В.Г., Абрамович В.У.** О поведении магнитных жидкостей в однородном вращающемся магнитном поле. // Магнитная гидродинамика, 1981, № 1. – с. 137-139.
3. **Кашевский Б.Э.** Динамика и диссипация энергии в магнитном кластере при воздействии вращающегося поля. // Магнитная гидродинамика. 1990, № 4. – с. 36 – 42.
4. **Диканский Ю.И., Гладких Д.В., Колесникова А.А.** Процессы структурообразования в магнитных коллоидах с намагниченными агрегатами во вращающемся магнитном поле. // Сборник научных трудов 16-ой Международной Плесской конференции по нанодисперсным магнитным жидкостям, ИвГЭУ, 2014, ISBN 978-5-00062-004-5. – с. 193 – 198.
5. **Баштовой В.Г., Берковский Б.М., Вислович А.Н.** Введение в термомеханику магнитных жидкостей. // М.: ИВТАН СССР, 1985. – 188.
6. **Краков М.С., Никифоров И.В.** Влияние меридионального течения и термомангнитной конвекции на характеристики магнитожидкостного уплотнения. // Журнал технической физики, 2011, том 81, вып. 12 – с. 47 – 55.

БАКТЕРИЦИДНОЕ ДЕЙСТВИЕ НАНОЧАСТИЦ ЖЕЛЕЗА НА STAPHYLOCOCCUS EPIDERMIDIS

Богословская О.А.¹, Рахметова А.А., Ольховская И.П.,
Глущенко Н.Н.

Федеральное Государственное бюджетное учреждение науки
Институт энергетических проблем химической физики
им. В.Л. Тальрозе Российской Академии Наук,
119334, г. Москва, Ленинский проспект, д.38, корп. 2.
E.mail: obogo@mail.ru¹

Аннотация: В работе представлены данные по антимикробной активности наночастиц железа. Показано, что антимикробное действие наночастиц железа зависит от их концентрации. На основании кривых роста бактерий в питательной среде с наночастицами железа или стрептомицина рассчитаны значения величин EC_{10} , EC_{30} , EC_{50} , соответствующие концентрациям частиц, вызывающим 10, 30, 50% ингибирование бактериального роста по сравнению с контролем. Показано, что введение наночастиц железа в концентрациях от 0,05 до 20 мкг/мл в жидкую ростовую среду ингибирует рост клеток *S. epidermidis* на 55%. По величине EC_{10} антимикробная активность наночастиц железа в 21 раз ниже, чем для стрептомицина в отношении клеток *S. epidermidis*

Ключевые слова: наночастицы, железо, антимикробная активность, *Staphylococcus epidermidis*.

BACTERICIDAL ACTION OF IRON NANOPARTICLES ON STAPHYLOCOCCUS EPIDERMIDIS

Bogosllovskaya O.A.¹, Rakhmetova A.A., Olkhovskaya I.P.,
Glushchenko N.N.

V.L. Talrose Institute for Energy Problems of Chemical Physics of Russian
Academy of Science, Moscow, Russian Federation
E.mail: obogo@mail.ru¹

Keywords: Data concerning antimicrobial action of ferrous nanoparticles (NP) are presented in this work. Antibacterial effects of ferrous nanoparticles depend on NP's concentration. Based on bacteria growth curves got during cultivation in nutrient media with individually admixed iron nanoparticles or streptomycin as reference preparation, EC_{10} , EC_{30} , EC_{50} parameters, corresponding to NP concentrations, inducing 10, 30, 50% inhibition of bacteria growth in comparison with control culture, were calculated. It was demonstrated that ferrous nanoparticles with concentrations from 0,05 to 20 mkg/ml being introduced into liquid growth medium depress *S. epidermidis* cells growth by 55%. . Antimicrobial activity of iron nanoparticles estimated as EC_{10} is in 21 times lower than antibacterial action of streptomycin for *S. epidermidis*.

Key words: nanoparticles, iron, antimicrobials, *Staphylococcus epidermidis*.



БОГОСЛОВСКАЯ Ольга Александровна- доцент, кандидат биологических наук, ведущий научный сотрудник лаборатории «Биологического воздействия наноструктур» ИНЭП ХФ РАН. Имеет более 200 публикаций. Основное направление научной деятельности – изучение биологической активности наночастиц металлов.



РАХМЕТОВА Алла Александровна окончила РУДН. В 2011 году защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата биологических наук. Работает в ИНЭП ХФ РАН с 2007 года. Имеет более 50 публикаций. В настоящее время является научным сотрудником, к.б.н. ИНЭП ХФ РАН.



ОЛЬХОВСКАЯ Ирина Павловна старший научный сотрудник лаборатории «Биологического воздействия наноструктур» ИНЭП ХФ РАН. Имеет более 100 публикаций. Основное направление научной деятельности – изучение токсичности наночастиц металлов.



ГЛУЩЕНКО Наталья Николаевна – профессор, доктор биологических наук, заведующая лабораторией «Биологического воздействия наноструктур» ИНЭП ХФ РАН. В 1990 г. защитила докторскую диссертацию по изучению физико-химических механизмов биологического действия наночастиц металлов. Имеет более 300 публикаций.

В связи с постоянным ростом резистентности бактерий к действию сульфаниламидных препаратов, антибиотиков, антисептиков, в настоящее время не прекращается поиск новых антимикробных агентов безопасных для человека. В качестве антимикробных агентов могут выступать различные вещества органической и неорганической природы. Однако использование антимикробных агентов той или иной природы в медицине и фармации ограничено их безопасностью. В этом отношении более предпочтительны неорганические соединения, например, металлы и их композиции.

Существует ряд работ, посвященных использованию наночастиц (НЧ) металлов, обладающих антимикробными и противовирусными свойствами [1,2]. В США для лечения ран, ожогов, трофических язв, экземы, угревой сыпи широко используются повязки с наночастицами серебра торговых марок Acticoat, Nucrust, обладающие антимикробным и ранозаживляющими свойствами [3].

Показано, что действие НЧ железа зависит от их концентрации: наночастицы железа в низких концентрациях оказывают ростстимулирующее

действие, а в более высоких концентрациях обладают антимикробной активностью в отношении клинических штаммов золотистого стафилококка [4]. НЧ железа оксида ингибируют рост *S. aureus* [5]. Наночастицы железа часто используются в качестве диагностических средств при исследовании опухолей. Известен препарат «Ferumoxyl» (Feraheme, AMAG Pharmaceuticals Inc., США), содержащий наночастицы оксида железа, который используют для лечения анемии [6].

В связи с вышесказанным, целью настоящего исследования является изучение антимикробной активности наночастиц железа с заданными физико-химическими характеристиками.

Материалы и методы

Наночастицы железа получали конденсационным левитационно-струйным методом на установке Миген-3 [7]. Определение формы и размера наночастиц проводили методом просвечивающей электронной микроскопии на приборе LEO 912 AB OMEGA. Для определения среднего диаметра наночастиц микрофотографии, сделанные на приборе, обрабатывали с помощью компьютерной программы Micran 25, путём измерения поперечника как минимум тысячи частиц. На основании полученных данных рассчитывали распределение наночастиц по размерам.

Определение фазового состава наночастиц проводили рентгенофазовым анализом на рентгеновском дифрактометре АДП-1 (Россия).

Исследования проводились на грамположительных бактериях – *Staphylococcus epidermidis* (*S. epidermidis*), полученных из музея кафедры микробиологии МГУ им. М.В. Ломоносова.

Антибактериальную активность наночастиц железа оценивали по показателю отношения: $A_{оп.}/A_{к.}$, где $A_{оп.}$ - абсорбция суспензии клеток в опытных образцах (с добавлением наночастиц) $A_{к.}$ - абсорбция суспензии клеток в контроле (без добавления наночастиц) при выращивании клеток тест-культур в питательной среде (мясо-пептонный бульон – МПБ): 10% пептона, 0.5% дрожжевого экстракта, 1% NaCl [8]. Измерения проводили на спектрофотометре Hitachi Model 200-20 (Япония) при длине волны 630 нм.

Наночастицы в питательную среду добавляли в виде суспензии, которую готовили следующим образом: точную навеску порошка в воде диспергировали на диспергаторе УЗДН-А в режиме: 44 кГц, 0.5 А по следующей схеме: 20 секунд озвучивания – 2 минуты перерыв (3 цикла). Полученную суспензию порошка в концентрациях 0.05-20 мкг/мл вводили в питательную среду с тест-микробами и инкубировали при 37 °С в течение 24 часов.

Антибактериальную активность наночастиц железа оценивали в сравнении с действием антибиотика - стрептомицина.

Статистическую обработку результатов проводили с помощью компьютерных программ Microsoft Excel, Statistica 6.0.

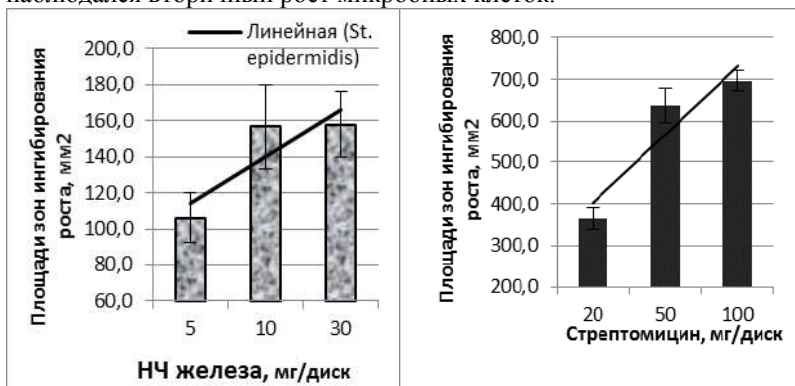
Результаты и обсуждение

Методом просвечивающей электронной микроскопии было установлено, что наночастицы железа представляют собой сферические частицы, усечённые по Z-оси, монокристаллической структурой и имеющие сложный фазовый состав. Металлическое ядро, состоящее из α -Fe, покрыто сплошной полупрозрачной оксидной пленкой.

По диаграммам распределения частиц по размерам и кривым накопления частот установлено, что кривая распределения наночастиц железа по размеру лежит в области 20 – 100 нм и средний диаметр частиц железа составляет 50.0 ± 1.0 нм.

Результаты рентгенофазового анализа свидетельствуют, что в наночастицах железа кристаллическая фаза α -Fe составляет 63,0%, фаза железа оксида Fe_3O_4 – 37,0%. Наночастицы железа покрыты оксидной пленкой толщиной 6 нм.

Для определения антимикробной активности наночастиц железа использовали диско-диффузионный метод (рис.). Оценка антибактериальных свойств наночастиц железа показала, что на поверхности зоны ингибирования роста микробных клеток отмечена стимуляция вторичного роста вокруг дисков с НЧ железа. Поэтому, при вычислении зоны ингибирования роста учитывали только площадь, на которой не наблюдался вторичный рост микробных клеток.



Влияние НЧ железа на поверхностный рост *S.epidermidis*

Влияние стрептомицина на поверхностный рост *S.epidermidis*

Рис. Влияние наночастиц железа и стрептомицина в зависимости от концентрации на поверхностный рост культуры *S. epidermidis*

Установлено, что величина зоны ингибирования роста микроорганизмов зависит от концентрации наночастиц, содержащихся на диске

(5 - 30 мг). Наибольшая зона ингибирования роста (диаметром до 15 мм, S до 160 мм²) наблюдалась при концентрации НЧ железа 30 мг/диск. Отмечено, что существует прямая зависимость площади зоны ингибирования роста микроорганизмов от концентрации НЧ железа на диске.

В контроле (диски не содержали наночастиц) зоны ингибирования роста отсутствовали, то есть не наблюдалась антимикробная активность. В тех же условиях была проверена антимикробная активность антибиотика (стрептомицина). Подтверждено, что стрептомицин, в зависимости от концентрации обладает ингибирующим действием на поверхностный рост тест-культуры.

Полученные данные свидетельствуют о том, что антимикробное действие наночастиц железа зависит от концентрации НЧ.

Изучение зависимостей «доза-эффект» выполнены на клетках тест-культуры *S. epidermidis*, выращенных на жидкой питательной среде. На основании кривых роста бактерий при добавлении в среду роста наночастиц железа и стрептомицина рассчитаны значения величин EC₁₀, EC₃₀, EC₅₀, соответствующие концентрациям частиц, вызывающим 10, 30, 50% ингибирование бактериального роста по сравнению с контролем (таб.). Показано, что введение наночастиц железа в концентрациях от 0,05 до 20 мкг/мл в ростовую среду (МПБ) вызывает ингибирование роста клеток *S. epidermidis* на 55%.

Таблица.

Значения параметров EC₁₀, EC₃₀, EC₅₀, соответствующие концентрациям наночастиц железа и стрептомицина (мкг/мл), вызывающим 10%, 30%, 50% ингибирование роста бактериальной массы тест-культуры *S. epidermidis*, в питательной среде (МПБ) через 24 часа роста

Добавки в среду роста	Параметры	<i>S. epidermidis</i>
Наночастицы железа	EC ₁₀ , мкг/мл	2.1
	EC ₃₀ , мкг/мл	5.0
	EC ₅₀ , мкг/мл	13.3
Стрептомицин	EC ₁₀ , мкг/мл	0.10

Для оценки эффективности антимикробного действия наночастиц железа было проведено сравнение их с аминогликозидным антибиотиком - стрептомицином, который относится к препаратам широкого спектра действия, проявляя активность относительно представителей как грамположительных, так и грамотрицательных микроорганизмов. Введение стрептомицина в концентрациях от 0,05 до 20 мкг/мл в ростовую среду (МПБ) вызывает полное ингибирование роста клеток *S. epidermidis* при концентрациях от 5 мкг/мл.

При сравнении значений величин EC_{10} , соответствующих, концентрациям железа и стрептомицина (мкг/мл), вызывающих 10%, ингибирование роста бактериальной массы тест-культуры *S. epidermidis*, можно констатировать, что по величине EC_{10} уровень токсичности наночастиц железа по отношению к *S. epidermidis* ниже стрептомицина - в 21 раз.

Таким образом, проведенные нами исследования показали, что наночастицы железа диаметром 50.0 ± 1.0 нм, содержащие 63,0% α -Fe и 37,0% оксида Fe_3O_4 , обладают антимикробной активностью по отношению к грамположительным клеткам *S. epidermidis*. Полученные результаты открывают перспективу использования наночастиц в фармации и медицине и свидетельствуют о необходимости установления допустимых концентраций наночастиц в окружающей среде.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fumo F., Morley K., Wong B. et al. Silver nanoparticles and polymeric medical devices: a new approach to prevention of infection? // *Journal of Antimicrobial Chemotherapy*. – 2004; 54: 1019-24.
2. Ren G., Oxford J., Oxford J. Патент «Anti-viral formulations nanomaterial and nanoparticles» // US 201 000 406 55 A1: 2010.
3. Wright J.B., Lam K., Buret A.G. et al. Early healing events in a porcine model of contaminated wounds: effects of nanocrystalline silver on matrix metalloproteinases, cell apoptosis, and healing // *Wound Repair Regen*. – 2002; 10: 141-51.
4. И.В. Бабушкина, В.Б. Бородулин, Г.В. Коршунов и др. Изучение антибактериального действия наночастиц меди и железа на клинические штаммы *Staphylococcus aureus* // *Саратовский научно-медицинский журнал*. – 2010; 6: 11–4.
5. Tran N., Mir A., Mallik D., et al. Bactericidal effect of iron oxide nanoparticles on *Staphylococcus aureus* // *Int. J. Nanomedicine*. – 2010; 5: 277-83.
6. Bashir M.R., Bhatti L., Marin D. et al. Emerging applications for ferumoxytol as a contrast agent in MRI // *J. Magn. Reson. Imaging*. – 2015; 41: 884-98.
7. Жигач А.Н., Лейпунский И.О., Кусков М.Л. и др. Установка для получения и исследования физико-химических свойств наночастиц металлов // *Приборы и техника эксперимента*. – 2000; 6: 122- 9.
8. Определение чувствительности микроорганизмов к антибактериальным препаратам: метод. указания / Федеральный центр Госсанэпиднадзора Минздрава России, 2004

КОНТРАСТНЫЕ МРТ-ПРЕПАРАТЫ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ И ТЕРАПИИ ЗЛОКАЧЕСТВЕННЫХ ОПУХОЛЕЙ

Брусенцов Н.А.¹, Полянский В.А.², Голубева И.С.¹, Жуков А.В.²,
Панкратьева И.Л.², Пирогов³ Ю.А., Анисимов Н.В.³,
Гуляев М.В.³, Никитин П.И.⁴, Никитин М.П.⁴, Бочарова О.А.¹

¹ ФГБУ «Российский онкологический научный центр им. Н.Н. Блохина», Москва, Российская Федерация,
E-mail: brusentsov2005@yandex.ru

² Институт Механики МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Российская Федерация,
E-mail: ilpan@imes.msu.ru

³ МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Российская Федерация
E-mail: anisimovnv@mail.ru

⁴ ФГБНУ Институт общей физики им. А.М. Прохорова, Москва, Российская Федерация,
E-mail: nikitin@kapella.gpi.ru

Аннотация: Совместным осаждением $1,1\text{Fe}(\text{OH})_2$ и $1,9\text{Fe}(\text{OH})_3$ при pH 10-11 была получена суспензия суперпарамагнитных нанокристаллов нестехиометрического магнетита $1,1\text{Fe}^{2+}1,9\text{Fe}^{3+}\text{O}_4$ с диаметром частиц 5,0-11,0 нм и ζ -потенциалом -18 мВ. Суспензия очищалась от исходных веществ, подкислялась до pH 1,4-2,1 и стабилизировалась в течение 1 ч декстраном 10 при температуре 100° С. В результате был синтезирован декстранферрит 10 (ДФ10) – водный золь наночастиц феррита, покрытых декстраном 10, с концентрацией Fe 7,6%, удельной намагниченностью насыщения (M_s) 8,4 кА/м, размером частиц 30 – 140 нм и ζ - потенциалом 36 мВ, который был стабилен в течение 72 ч при +4° С. Раствор ДФ10 с гидродинамическим диаметром частиц от 30 до 50 нм с учётом высокой релаксивности ($302\text{ c}^{-1}\text{mM}^{-1}$) использовался в качестве негативного контрастного МРТ средства, которое при внутривенном (ВВ) введении млекопитающим понижало МРТ сигнал протонов T_1 и T_2 взвешенных изображений (ВИ) нормальных тканей. В комбинации с позитивным контрастным МРТ средством – магневистом® – ДФ10 применялся для получения ранних контрастных МРТ изображений высокого разрешения при злокачественных опухолях. Устойчивые 40% водные золи ДФ10 с гидродинамическим диаметром частиц от 30 нм до 70 нм использовались в качестве магнитных носителей противоопухолевых препаратов для магнитогидродинамической термомонохимиотерапии (МТХТ). Острая токсичность ДФ10 при ВВ введении составила для мышей С57В1/6j ЛД₅₀ 3,12 г/кг и для крыс Вистар ЛД₅₀ 3,83 г /кг.

Ключевые слова: синтез суперпарамагнитных наночастиц, декстранферрит, магневист®, контрастные МРТ препараты, термомонохимиотерапия злокачественных опухолей.

MRI CONTRAST AGENTS FOR DIAGNOSIS AND TREATMENT OF CANCER

Brusentsov N.A.¹, Polianskiy V.A.², Golubeva I.S.¹, Zhukov A.V.², Pankratyeva I.L.², Pirogov Yu.A.³, Anisimov N.V.³, Gulyaev M.V.³, Nikitin M.P.⁴, Nikitin P.I.⁴, Bocharova O.A.¹

¹ Blokhin Russian Cancer Research Center, RAS, Moscow, Russia
E-mail: brusentsov2005@yandex.ru,

² Institute of Mechanics, M.V. Lomonosov MSU, Moscow, Russia,
E-mail: ilpan@imec.msu.ru,

³ Faculty of Fundamental Medicine, M.V. Lomonosov MSU,
Moscow, Russia, E-mail: mihon-epsilon@yandex.ru,

⁴ Prokhorov General Physics Institute, RAS, Moscow, Russia,
E-mail: nikitin@kapella.gpi.ru

Abstract: The suspension of superparamagnetic nanocrystals of nonstoichiometric magnetite ($1,1\text{Fe}^{2+}1,9\text{Fe}^{3+}\text{O}_4$) with particle diameters 5,0-11,0 nm, and ζ -potential -18 mV was prepared by joint deposition of $1,1\text{Fe}(\text{OH})_2$ and $1,9\text{Fe}(\text{OH})_3$ at pH 10-11. The suspension was purified from the starting materials, acidified to pH 1.4-2.1, and stabilized for 1 hour with dextran 10 at temperature 100° C. The obtained aqueous sol of ferrite nanoparticles coated with dextran 10 – dexstran-ferrite (DF10) – with ζ - potential of nanoparticles 36 mV, concentration of Fe 7,6% and saturation magnetization (Ms) 8,4 kA/m was stable for 72 hours at + 4° C. The hydrodynamical particle diameter from 30 to 140 nm. DF10 with hydrodynamic diameter of particles from 30 to 50 nm, in view of high relaxivity ($302 \text{ s}^{-1} \text{ mM}^{-1}$) was used as negative contrast MRI agent. In combination with a positive MRI contrast agent – magnevist® – DF10 used for early high-contrast MRI of high resolution images of malignant tumors. 40% stable aqueous sols of DF10 with hydrodynamic particle diameter between 30 nm to 70 nm were used as magnetic carriers for anti-cancer drug delivery in magnetohydrodynamic thermo-chemotherapy (MHT). Acute intravenous injection toxicity of DF10 was measured: $\text{LD}_{50} = 3.12 \text{ g / kg}$ in mice C57Bl / 6j and $\text{LD}_{50} = 3.83 \text{ g / kg}$ in rats Wistar.

Keywords: synthesis of superparamagnetic nanoparticles, dextran-ferrite, magnevist®, contrast MRT agents, thermo-chemotherapy of tumors.

Введение

В экспериментальной медицине при разработке специфических контрастных агентов для МРТ визуализации патологических изменений органов и тканей основными задачами являются: сокращение времени от прививки злокачественной опухоли (начала патологического процесса) до получения МРТ изображений (МПИ) злокачественной пролиферации; увеличение чувствительности МРТ для обнаружения

небольших поражений с центрами точечной пролиферации, малигнизации, неангиогенеза; улучшение качества МРТ за счёт увеличения контраста и пространственного разрешения при выявлении мелких поражений, их классификации и характеристики.

Магневист® (МВ) при ВВ введении млекопитающим увеличивает МРТ сигнал протонов T₁ ВИ нормальных тканей. Это приводит к повышению контраста поражений печени и головного мозга, так как их злокачественные опухоли либо не содержат гепатоциты или их функционирование затруднено. После внутривенного ВВ введения магневиста® в виде болуса он выводится из организма через почки и желчные пути.

При испытаниях комбинаций ДФ10-МВ оценивали безопасность и эффективность инъекций магневиста® до дозы 100 мкМоль / кг массы тела. Инъекции ДФ10, состоящие из 2-5% водного золя, вводили внутривенно медленно в дозах фиксированного объема в зависимости от массы тела. Эндцитоз клетками ретикуло-эндотелиальной системы (РЭС) наночастиц инъецированного ДФ10 приводил к уменьшению интенсивности сигнала протонов нормальных тканей обоих T₂- и T₁ ВИ до гипоинтенсивного. Благодаря эндцитозу и депонированию ДФ10 в клетках интенсивность МРТ сигнала большинства злокачественных опухолей не изменялась от 30 до 60 ч. Это приводило к повышению контраста центров пролиферации (ЦП), малигнизации (ЦМ), неангиогенеза (ЦН) и области отёка тканей.

При биологических испытаниях комбинации, включающей ДФ10 и магневист® (МВ), инъекции соответствовали профилям безопасности, которые предусматривают возможность получения дополнительной информации, касающейся выявления места опухолевого поражения, его классификации и определения других характеристик. Положительное решение этих задач обычно улучшало исход заболевания животного, так как соответствующая терапия начиналась на ранней стадии развития опухоли.

В настоящее время разработка специфических МРТ контрастных веществ основана на двух принципах: 1) увеличение интенсивности МРТ сигнала протонов нормальных тканей печени на T₁ ВИ, в результате эндцитоза препарата нормальными гепатоцитами. Примерами таких контрастных агентов являются:

- мангафодипир-тринатрийфосфат (Nikomed Inc. USA), вводят внутривенно медленно, информация о классификации поражения, о состоянии питающих опухоль кровеносных сосудах и о сосудах внутри опухоли отсутствует;

- гадобенат метиглюмин используют для получения МРТ изображений печени, контрастирующее действие продолжается до 120 минут, по свойствам препарат подобен другим внеклеточным контрастными агентам (Bracco Diagnostics Inc.);

- биснатрий гадокетат, соединение гадолиния и этоксибензилдиэтиленetriамин-пентауксусной кислоты, (Eovist® и Primovist®, Bayer AG).

Внутривенное введение перечисленных препаратов приводит к повышению контраста поражений печени, поскольку опухоли либо не содержат гепатоциты, либо функционирование внутриопухолевых гепатоцитов затруждено.

Все негативные контрастные МРТ нанопрепараты, успешно используемые *in vivo*, обычно содержат магнетит (Fe_3O_4) и маггемит ($\gamma-Fe_2O_3$), применяются с учётом их магнитных свойств, низкой токсичности и известных путей метаболизма [1-11].

К настоящему времени решены многие технологические проблемы, связанные с получением суперпарамагнитных наночастиц (СМН) [1-3]. Однако до сих пор не опубликована методика получения устойчивых водных золей СМН нестехиометрического магнетита, покрытых молекулами декстрана 10.

В основном СМН используют в биомедицинских исследованиях на культурах клеток и на линейных животных [6-11].

Разработаны устройства для неинвазивного обнаружения СМН и их количественного определения *in vivo* электронно-сенсорным сканированием (ЭСС) тела животных [12-15]. Электронно-сенсорные устройства индукционно регистрируют СМН с помощью внешних зондов [12, 13], работающих на основе смешения частот [14]. Чувствительность при детекции СМН декстранферрита (ДФ) совпадает с порогом детекции СМН по сопутствующему γ -излучению на основе изотопов ^{59}Fe [15].

При внутривенном, внутриартериальном (ВА) и интраперитонеальном (ИП) введении водного золя ДФ10 мышам C57Bl/6j до 80% СМН обнаруживали в органах ретикуло-эндотелиальной системы (РЭС) [1, 6, 7, 12, 13–23] при ЭСС. Результаты ЭСС *in vivo* хорошо согласовались с данными ЭСС, полученными *in vitro* на биоптатах тех же органов; кроме того, они подтверждались при МРТ сканировании (МРТС) животных [9, 13, 19, 20].

При внутриопухолевом (ВО) введении ДФ10 в неоднородном постоянном магнитном поле (НПМП) с напряженностью от 0,2 до 7,0 Тл и градиентом от 0,003 до 0,08 Тл/см образовывались агрегаты магнитных сфероидов (АМС), которые фиксировались и визуализировались

на КМРТ изображениях в опухолевых тканях. Одновременно АМС образовались в макрофагах, эндотелиальных и других клетках иммунной системы. При магнитогидродинамической термотерапии (МТТ) и магнитогидродинамической термохимиотерапии (МТХТ) [4], после введения золя ДФ10 непосредственно в опухолевые ткани и их фиксации НПМП образовавшиеся АМС нагревались в радиочастотном магнитном поле (РЧМП) [16, 22-26].

В процессе магнитогидродинамической МТХТ [1, 6, 9 – 11, 22] с количественным определением СМН в опухоли, печени и селезёнке нашли, что результаты лечения зависели от соотношения количеств ДФ10 в опухоли и органах РЭС. Чем больше было отношение концентраций ДФ10 опухоли/ ДФ10 РЭС, тем лучше были результаты МТХТ [6-8, 13-15].

В процессе визуализации контрастных МРТ изображений высокого разрешения на 6 – 14 день после индукции опухолей применяли комбинацию декстранферрит-магневист® (ДФ-МВ). При ВВ введении комбинаций этих препаратов происходило избирательное увеличение числа разнородных пикселей в нормальных и опухолевых тканях, яркость которых была пропорциональна интенсивности МРТ сигнала протонов воды [6, 8, 11, 22, 23, 27].

Нерешенными молекулярно-биологическими и нанотехнологическими проблемами ранней МРТ визуализации злокачественных опухолей для последующего подавления развития ЦП, ЦМ, и ЦН на ранних стадиях их развития (на 2 – 3 день после индукции злокачественных опухолей) являются:

- низкое число пикселей, недостаточное для формирования и визуализации контрастных МРТ изображений с высоким разрешением;
- злокачественная пролиферация, малигнизация и неоплазия, происходящие в месте прививки под действием злокачественных опухолевых клеток и их белков;
- отсутствие изученных комбинаций негативных контрастных МРТ препаратов (декстранферрит (dextran-ferrite), кларискан (Clariscan™), феридекс (Feridex), резовист (Resovist), синерем (Sinerem), люмирем (Lumirem), с позитивными контрастными препаратами, например, магневистом® (Magnevist®), омнисканом® (Omniscan®) и дотаремом (Dotarem);
- ограниченное количество сведений по производству и применению негативных контрастных МРТ препаратов;
- отсутствие публикаций и всеобъемлющих отчетов по клиническому применению комбинаций, упомянутых негативных и позитивных контрастных МРТ препаратов.

Целью данного исследования является:

- разработка методики синтеза, количественного определения *in vitro* и *in vivo* и изучение физико-химических, и биологических свойств суперпарамагнитного МРТ контрастного препарата декстранферрита 10, который при ВВ введении избирательно увеличивает число пикселей нормальных и опухолевых тканей;

- изучение комбинации декстранферрита с магневистом[®], при ВВ введении которой избирательно увеличивается число разнородных пикселей, МРТ сигналы ЦП, ЦМ и ЦН, контраст и пространственное разрешение КМРТИ опухолевых тканей.

Задачи исследования включают синтез суперпарамагнитных наночастиц декстранферрита и разработку комбинации ДФ10-МВ для оптимизации МРТ диагностики путём обогащения тканей источниками разнородных пикселей, которые избирательно увеличивают контраст и пространственное разрешение нормальных и опухолевых тканей, а также для МТГ, и МТХТ.

Для решения этих задач были разработаны методика синтеза ДФ10, устройство и способ неинвазивного электронно-сенсорного количественного определения ДФ10 *in vivo* [13].

Путём концентрирования водных золей ДФ10 с их последующим разбавлением и хранением при 4-10° С оценивалась устойчивость водных золей, приготовленных для внутривенного, внутриартериального и внутриопухолевого введения.

Через 2-3 дня после прививки карциномы Эрлиха мышам С57В1/6j через каждые 24 ч проводилось МРТ сканирование животных. В результате последовательного МРТ мониторинга морфологических изменений тканей в местах прививки были получены контрастные МРТ изображения высокого разрешения развития предрака (местное стерильное злокачественное воспаление подкожной клетчатки до инфильтрации опухолевых клеток) и рака (местное стерильное злокачественное воспаление подкожной клетчатки после инфильтрации опухолевых клеток). Также в процессе МТГ был подтвержден положительный эффект МТГ, МТХТ *in vitro* и фотодинамической терапии *in vitro* и *in vivo* [1, 4, 5, 7-11, 16– 22, 23].

Материалы и методы

Соединения 11 г FeCl₂·4H₂O и 19 г FeCl₃·6H₂O растворялись в 400 мл очищенной и насыщенной азотом воды. Полученный раствор солей фильтровался через стеклянный фильтр № 4 и далее смешивался с 50 мл 25% раствора NH₄OH, перемешиваемого со скоростью 5000 об/ мин. Образовавшаяся суспензия выдерживалась 40 мин при температуре 80–90 °С, концентрировалась в неоднородном постоян-

ном магнитном поле (НПМП) с напряженностью 0,2 Тл и градиентом 0,003 Тл/см, промывалась 2% раствором NH_4OH и очищенной водой, насыщенной азотом при pH 7. Осадок суспендировался в 400 мл очищенной воды, подкислялся до pH 1,3-2,3 прибавлением концентрированной хлористоводородной кислоты при перемешивании до получения водного золя нанокристаллов Fe_3O_4 .

Полученный золь Fe_3O_4 стабилизировался прибавлением 1000 мл 5% раствора декстрана молекулярной массы 10 кД фирмы Sigma, перемешивался ещё 2 ч при температуре 80° С и диализовался против воды в атмосфере азота до pH 6,0. Очищенный золь ДФ10 концентрировался в НПМП с напряженностью от 0,2 до 0,4 Тл и центрифугировался при 2000 об/мин в течение 5 мин. Супернатант сливался в колбу и упаривался на роторном испарителе до получения 40% золя ДФ10 с концентрацией Fe 7,6%. У полученного таким образом золя удельная намагниченность (Ms) составляла 8,4 кА/м, а удельная абсорбция энергии (SAR) – 220 Вт / г Fe.

В результате просвечивающей электронной микроскопии (аппарат EM400 фирмы Филипс с разрешением 1,4 Å) был определен диаметр ферритовых ядер частиц – около 11 нм. Гидродинамический диаметр частиц определялся по динамическому рассеянию света с помощью прибора Zetasizer NanoZS (Malvern, UK), который позволяет проводить измерения частиц в диапазоне от 0,5 нм до 6 мкм при объеме образцов водных зелей, используемых при КМРТ диагностике и МТХТ от 10 мкл до 10 мл. Распределение СМН ДФ10 по величине гидродинамических диаметров, учитываемое при их применении, определялось в 0,001% водном золе. При этом было получено распределение частиц по диаметрам от 30 до 130 нм.

Сравнения КМРТ изображений, полученных до и после ВВ введения ДФ10 мышам с карциномой Эрлиха, подтверждают преимущественное проникновение и накопление ДФ10 в нормальных тканях с понижением сигнала их протонов до гипоинтенсивного, с уменьшением яркости и увеличением контраста на границе с опухолевыми тканями, характерным для всех негативных контрастных МРТ препаратов.

Внутривенное введение ДФ10 в комбинации с МВ увеличивало контраст МРТИ за счёт понижения МРТ сигнала протонов нормальных тканей до гипоинтенсивного за счёт ВВ введения ДФ10 и повышения сигнала протонов опухолевых тканей до гиперинтенсивного за счёт ВВ введения МВ. Через 30 мин после введения магневиста® яркость тканей на МРТ изображениях нивелировалась.

При ВВ введении наночастицы ДФ10 захватывались макрофагами, эндотелиальными клетками сосудов и другими клетками РЭС. В

результате инъекций золя наночастиц ДФ10 избирательно увеличивалось число пикселей нормальных тканей, что приводило к понижению сигнала протонов нормальных тканей, увеличению контраста и разрешения их КМРТ. В зависимости от способа введения ДФ10 (внутрисосудистое или внутриопухолевое), величин градиента и конфигурации приложенного НППП при фиксации ДФ10, его содержание в опухоли, органах и тканях животных варьировалось.

При определении биологических свойств ДФ10 *in vivo*, перед МРТ сканированием для анестезии животным интраперитонеально (ИП) вводилось 0,01 г/кг препарата «Zoletil 100» (Virbac).

Острая токсичность ДФ10 при ВВ введении составила для мышей С57Bl/6j ЛД₅₀ = 3,12 г/кг и для крыс Вистар ЛД₅₀ = 3,83 г /кг.

При КМРТ исследовании места прививки карциномы Эрлиха солидного типа через 72 ч после ВВ введения ДФ10 было выявлено селективное депонирование наночастиц по периметру центра пролиферации в местах сосредоточения макрофагов.

В течение 1-5 ч после введения под кожу мышам линии BalbC 10⁶ жизнеспособных клеток злокачественной опухоли на месте прививки визуально наблюдалось покраснение кожи и небольшой отёк, но при магнитно-резонансном томографическом сканировании (МРТС) этого места визуализация патологических изменений подкожной клетчатки не достигалась. Через 2-3 дня после прививки опухоли ВВ введение магневиста® и последующее контрастное МРТ сканирование места прививки также не приводили к визуализации чётких патологических изменений, характерных для стерильного злокачественного воспаления тканей подкожной клетчатки (пролиферации, малигнизации и неоангиогенеза).

Попытки ранней КМРТ визуализации места прививки опухоли

При внутривенном введении ДФ10 через 2-3 дня после прививки с последующим КМРТ сканированием на месте прививки не было получено чётких КМРТ изображений развития предрака. При внутривенном введении ДФ10 через 7-14 дней после прививки с последующим КМРТ сканированием были получены КМРТ изображения рака на месте прививки в виде стерильного злокачественного воспаления с отёком, малигнизацией, пролиферацией, неоангиогенезом с инфильтрацией мембраны опухолевой капсулы и с обсеменением окружающих тканей опухолевыми клетками.

Для получения и изучения в динамике результатов прививки, развития и подавления злокачественных опухолей действием МТТ и МТХТ необходимы нетоксичные негативные и позитивные МРТ контрастные препараты, способные длительное время поддерживать кон-

траст и визуализацию КМРТИ на высоком уровне [1-4]. Этим требованиям соответствуют негативные КМРТ препараты на основе магнетита. Позитивные контрастные МРТ препараты, содержащие гадолиний, например, магневист® (МВ) и дотарем усиливали ЯМР сигнал опухолевых тканей до гиперинтенсивного и, в течение 30-40 мин, поддерживали высокую яркость КМРТ изображений, но они не обеспечивали визуализацию изображений ранних морфологических изменений тканей, вызванных стерильным злокачественным воспалением, характерным для развития предрака [5-7].

При МТТ и МТХТ в зависимости от температуры и продолжительности нагревания термохимиотерапия заканчивалась гибелью опухолевых клеток или сенсбилизацией клеток, делая их более восприимчивыми к радио- и химиотерапии.

При МРТС животных с привитыми опухолями до ВВ введения ДФ10 не удавалось установить точные границы злокачественного воспаления с отёком, малигнизацией и пролиферацией нормальных тканей, капилляров и сосудов при развитии предрака, а также границы злокачественного воспаления, сопровождающегося развитием процесса инфильтрации опухолевых клеток через мембрану капсулы при раке. После введения ДФ10 границы ЦП на КМРТ изображениях становились более контрастными, увеличивалось пространственное разрешение и удавалось определить объём тканей, поражённых злокачественным воспалением. Увеличение контраста и разрешения в области злокачественного воспаления под действием ДФ10 способствовало визуализации процессов отёка сосудов, которые увеличивались в диаметре на 1/3, локализации пролиферации с проявлением ярких белых пятен и неоваскуляризации в форме извитых сосудов.

Обсуждение результатов

В кислых средах наночастицы незащищённого феррита сохраняли гидроксильные группы на своей поверхности. Их гидроксильные группы не подвергались диссоциации поскольку они находились в изоэлектрической точке. Однако в нейтральных водных зольях происходила агломерация наночастиц. В процессе синтеза ДФ10 происходило взаимодействие молекул декстрана 10 с молекулами активированного гидроксида Fe^{2+} , расположенными на поверхности нанокристаллов магнетита. В результате этого взаимодействия, кроме ионных связей, образовались также многочисленные прочные химические связи. При нагревании реакционной смеси на поверхности нанокристаллов магнетита образовались комплексные соединения молекул декстрана 10 с окислами железа. В результате пептизации агрегаты нанокристаллов феррита постепенно превращались в наночастицы и переходили в золь ДФ10.

Образование положительного электрического заряда на поверхности наночастиц при покрытии их декстраном стабилизировало дисперсность частиц. Количество свободных гидроксильных групп декстрана, иммобилизованных на частицах, оценивалось методом титрования. Свободные гидроксильные группы на поверхности наносфероидов могли образовать связи с биологически активными молекулами.

При внутривенном введении 0,01 мл 2% водного золя ДФ10 или комбинации ДФ10 с химиотерапевтическим препаратом (ХТП) мышам линии C57Bl/6j определили, что за 2 часа 90% введенного ДФ10 депонировали клетки эндотелия сосудов и органов РЭС. Клиренс начинался сразу после попадания СМН ДФ10 в организм животного. Через 6 месяцев после ВВ введения 0,01 мл 2% водного золя ДФ10 наблюдался 90-100% клиренс препарата в печени, селезёнке и сосудах. Первыми из депонированных препаратов метаболизировались остатки молекул декстрана. Для полного метаболизма окислов железа потребовалось около 6 месяцев. Подтверждением полного печеночного клиренса у мышей являются результаты электронно-сенсорного сканирования печени *in vivo* и *in vitro*.

Нанопрепараты на основе окислов железа, избирательно накапливающиеся в здоровых тканях, уменьшают МРТ сигнал протонов воды и этим увеличивают контраст и разрешение МРТГ, что позволяет визуализировать отёк, малигнизацию тканей, злокачественную пролиферацию, неопластический ангиогенез и сосуды, питающие опухоль за счет сокращения времени релаксации T_2^* .

В течение 1-2 ч после введения под кожу мышам 10^6 жизнеспособных клеток злокачественной опухоли на месте прививки наблюдалось покраснение кожи, но при магнитно-резонансном томографическом сканировании (МРТС) этого места морфологические изменения не визуализировались. ВВ введение магневиста[®] и КМРТС также не приводило к адекватной визуализации морфологических изменений. Через 2-3 дня после прививки опухоли ВВ введение магневиста[®] и последующее КМРТС также не приводило к адекватной визуализации морфологических изменений.

Контрастные МРТ препараты, содержащие гадолиний, например, магневист[®] (МВ), усиливали ЯМР сигнал тканей в течение 30-40 мин, от которого зависело увеличение яркости КМРТ изображений, но они не обеспечивали визуализацию контрастных изображений высокого разрешения ранних морфологических изменений тканей, вызванных злокачественным воспалением, характерным для предрака [5-7].

В зависимости от температуры и продолжительности нагревания термохимиотерапия заканчивается гибелью опухолевых клеток либо сен-

сублимирует клетки, делая их более восприимчивыми к радио- и химиотерапии.

Через 1,0-2,0 часа после ВВ введения ДФ10 контрастные МРТИ опухолевых тканей оставались светлыми на тёмном фоне нормальных тканей. За 5 минут до КМРТС вводился магневист[®], быстро проходящий через межклеточные пространства стенок сосудов в окружающие ткани. Яркость опухолевых тканей при этом увеличивалась на большие величины, чем у нормальных тканей, и зависела от содержания ДФ10. При попадании в ткани, не содержащие ДФ10, магневист[®] увеличивал МРТ сигнал протонов этих тканей, время релаксации таких тканей – T_1 – сокращалось на максимальные величины. В тканях, содержащих ДФ10, сигнал протонов уменьшался пропорционально содержанию ДФ10. Магневист[®] быстро выводился из организма с продуктами метаболизма. Через 30–40 минут яркость слоёв пограничных тканей, окружающих опухоль, меркла.

Выявление ранних форм злокачественных опухолей проводилось методом контрастного МРТ сканирования в режимах определения:

- распределения протонной плотности ρ ;
- времен релаксации – продольного T_1 или поперечного T_2 взвешенных изображений.

При выполнении этих режимов задавались параметры сканирующей импульсной последовательности:

- интервалы между запусками радиочастотных (РЧ) импульсов – TR;
- интервалы между запуском импульса и началом считывания сигнала - TE.

На T_1 ВИ, полученных с использованием импульсных последовательностей MDEFT (Modified Driven Equilibrium Fourier Transform), протоны опухолевых тканей карциномы Эрлиха до введения комбинации ДФ10-МВ генерировали гипоинтенсивный сигнал и поэтому были тёмнее прилегающих нормальных тканей. После введения МВ сигнал протонов опухолевых тканей увеличивался до гиперинтенсивного и центры злокачественной пролиферации визуализировались как яркие пятна на фоне тёмно-серых тканей опухолевой капсулы.

Поскольку увеличение массы опухоли происходило в результате отёка, малигнизации, пролиферации, неоангиогенеза и капсулогенеза, выявление и исследование центров пролиферации и процессов, происходящих в пограничных им тканях, в динамике проводили на КМРТ изображениях мест прививки солидных форм опухолей карциномы Эрлиха и лимфолейкоза Р388. Наблюдения морфологических изменений биологических тканей с помощью КМРТ в течение 7 дней после прививки показали, что на третий день в месте прививки карциномы Эрлиха на T_1 ВИ визуализировалась область злокачественного воспаления, вызванного

пролиферацией злокачественных клеток и их белками. Злокачественное воспаление сопровождалось пролиферацией клеток карциномы Эрлиха (прививочный материал), отёком тканей и сосудов подкожной клетчатки, их малигнизацией, неангиогенезом и пролиферацией малигнизированных клеток подкожной клетчатки и сосудов, с которыми взаимодействовали опухолевые клетки и их белки.

На 1-7 день после прививки опухоли T_1 взвешенные КМРТ изображения процессов, происходящих в опухолевых тканях, полученные при сканирующей импульсной последовательности MDEFT, отличались от КМРТ изображений процессов метаболизма нормальных тканей.

Дифракция рентгеновского излучения показала, что наночастицы Fe_3O_4 имеют кристаллическую решётку шпинели, состоят из маггемита $\gamma-Fe_2O_3$ и магнетита Fe_3O_4 , ($\gamma-Fe_2O_3$ Fe_3O_4), которые могут трансформировать значительные количества поглощённой в РЧМП энергии в теплоту. Успешным применением ДФ10, полученного на основе покрытых декстраном наночастиц $\gamma-Fe_2O_3$ Fe_3O_4 , путём нагревания опухолевых тканей в РЧМП были подтверждены данные их противоопухолевой активности при МТТ и МТХТ.

Изменяя концентрацию ДФ10 в комбинациях, содержащих ДФ10-ХТП, подбирали подходящий состав комбинантов, включающих ДФ10-ХТП и дающих *in vitro* температуру $45^\circ - 48^\circ$ С. Опухолевые клетки эндотелизировали СМН ДФ10, включающие $\gamma-Fe_2O_3$ Fe_3O_4 . Результаты электронной микроскопии подтвердили, что наночастицы Fe_3O_4 находились в органеллах опухолевых клеток типа нуклеолей и лизосом.

При концентрации $\gamma-Fe_2O_3$, Fe_3O_4 1,5 мг/мл в комбинации, содержащей ДФ10, температура водного золя *in vitro* в РЧМП за 30 мин повышалась до 48° С. Водные золи ДФ10 с ХТП при МТХТ давали существенный терапевтический эффект при карциноме Эрлиха на мышах C57Bl/6j, вызывая гибель опухолевых клеток и запрещая индукцию VEGF факторов, ответственных за развитие неангиогенеза. Частицы вводились одновременно во множество точек опухолевой ткани, золь комбинации противоопухолевых препаратов с ДФ10 (ПОП-ДФ10) доставлялся непосредственно в центры злокачественной пролиферации. При внутривенном введении ДФ10 проникает через патологически изменённый карциногенезом гематоэнцефалический барьер и избирательно депонируется по периметру ЦП. Многоточечное внутриопухолевое введение 40% водных золь ПОП-ДФ10 способствует их равномерному распределению в опухолевых тканях. Для этого иглу шприца вводили через кожу в опухолевые ткани и, не вынимая из опухоли, изменяли её положение в тканях; при каждой смене положения конца иглы впрыскивали дозу ПОП-ДФ10, слегка нажимая на поршень шприца. Нагревание ПОП-ДФ10 в РЧ МП в течение 30 минут

при 44-46° С с последующим осторожным отсасыванием содержимого опухоли приводило к регрессии опухолевых тканей и уменьшению объёма опухоли.

При МТХТ карциномы Эрлиха на 7-14 день после прививки опухоли в РЧМП (0.88 МГц, 7.3 кА/м, 0.15 кВ) наблюдалась полная регрессия опухолей у 29% мышей, увеличение продолжительности жизни (УПЖ) до 210%, у 21% выживших мышей через 36 дней от начала МТХТ наблюдали единичные метастазы печени, почек, лимфатических узлов шеи, мочевого пузыря и повторные инфильтративные опухоли диаметром до ~ 145 мм³.

Заключение

Разработана методика синтеза декстранферрита ДФ10 и способ ранней визуализации контрастных МРТ изображений внутривенным введением комбинации декстранферрит10–магневист[®], который показывает изменения, происходящие в нормальных тканях и подкожной клетчатке в первые дни после индукции злокачественных опухолей. Эти изменения включают отёк тканей, малигнизацию, злокачественную пролиферацию клеток, и неангиогенез в пограничных с опухолевыми клетками нормальных тканях, капиллярах и сосудах под действием опухолевых клеток и их белков. Депонирование ДФ10 происходит в макрофагах, расположенных по границам центров злокачественной пролиферации и сопровождается понижением их МРТ сигнала до гипоинтенсивного.

При магнитогидродинамической термохимиотерапии карциномы Эрлиха в радиочастотном магнитном поле (0.88 МГц, 7.3 кА/м, 0.15 кВ) на 7-14 день после прививки наблюдалась полная регрессия опухолей у 29% мышей, увеличение продолжительности жизни до 210%. У 21% выживших мышей через 36 дней от начала терапии наблюдали единичные метастазы печени, почек, лимфатических узлов шеи, мочевого пузыря и повторные инфильтративные опухоли диаметром до ~ 145 мм³.

ДФ10 при внутривенном введении проникает через патологически изменённый карциногенезом гематоэнцефалический барьер и избирательно депонируется по периметру центров пролиферации. Многоточечное внутриопухолевое введение 40% водных зольей ДФ10 с нагреванием в радиочастотном магнитном поле в течение 30 минут при 44–46 °С с последующим осторожным отсасыванием содержимого опухоли приводит к регрессии опухоли и уменьшению её объёма.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 16-01-00157, 14-01-00056, 15-04-99499 и 15-02-07791).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. N.A. Brusentsov, Russian Journal of General Chemistry, 83 (12), 2548-2558, (2013), DOI 10.1134/S1070363213120530.
2. S. Laurent, S. Dutz, U.O. Häfeli, M. Mahmoudi, Advances in Colloid and Interface Science 166 (1-2), 8 - 23 (2011).

3. C.S. Kumar, F. Mohammad, *Advanced Drug Delivery Reviews* 63 (9), 789 - 808 (2011).
4. В.Н. Кулаков, А.А. Липенгольц, Н.Л. Шимановский, *Российский химический журнал (Ж. хим. Об-ва им. Д.И. Менделеева)*, 2012, т. LVI, № 3-4, с. 53-59.
5. Н.В. Анисимов, Ю.А. Пирогов, Л.В. Губский, В.В. Гладун, *Управление контрастом и информационные технологии в магнитно-резонансной томографии*. Под ред. Проф. Ю.А. Пирогова, Москва, Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова 2005, с. 28-94.
6. Патент РФ на изобретение № 2382596, от 29.09.2008, зарегистрировано 27.02.10, *Бюл. Изобр.* (2010) № 6.
7. В.Д. Кузнецов, Т.Н. Брусенцова, Н.А. Брусенцов, *Bulletin of the V. Tarasov Center of Chemotronics of Glass # 2, Moscow* 2002, 180-186.
- Патент РФ на изобретение № 2348436, от 25.12.2005, зарегистрировано 10.03.09, *Бюл. Изобр.* (2009) № 7.
8. Патент РФ на изобретение № 2427390, от 08.06.2009, *Бюлл. Изобр.* (2011) № 24.
9. Н.А. Брусенцов, В.А. Полянский, Ю.А. Пирогов и др., *Хим.-Фарм. Ж.* 44(6), 7 - 11 (2010).
10. N.A. Brusentsov, T.N. Brusentsova, E.Yu. Filinova, V.D.Kuznetsov et al., *J. Magn. Magn. Mater.* 293, 450 – 454 (2005).
11. N.A. Brusentsov T.N. Brusentsova, E.Yu. Filinova, L.I. Shumakov, et al., *J. Magn. Magn. Mat.* 311, 176 – 180 (2007).
12. П.И. Никитин, П.М. Ветошко Патенты Российской Федерации N 2177611, N 2166751, *European patent EP1262766*. Приоритетот 9 марта 2000 года.
13. M.P. Nikitin, P.M. Vetoshko, N.A. Brusentsov, P.I. Nikitin, *J. Magn. Magn. Mat.* 321, 1658 - 1661 (2009).
14. А.Н. Григоренко, П.И. Никитин, Г.В. Рощепкин. Смешивание частот в бистабильной системе при наличии шума // *ЖЭТФ*, 112, 628- 642(1997).
15. M.P. Nikitin, M. Tomo, H. Chen, A. Rosengart, P.I. Nikitin. Quantitative real-time in vivo detection of magnetic nanoparticles by their non-linear magnetization // *J. Appl. Phys.* 2008. 103. 07A304 (2008).
16. N.A. Brusentsov, Yu.A. Pirogov, N.B. Anisimov et al., *Am. Inst. Phys.*, 1311 447 - 451 (2010).
17. А.Б. Сыркин, С.Ф. Юшков, Ю.Н. Булычев, Н.А. Брусенцов и др., *Экспериментальная онкология*, 12(5), 71 - 73 (1990).
18. T.N. Brusentsova and V. D. Kuznetsov, *J. Magn. Magn. Mat.* 311, 22 – 25 (2007).
19. T.N. Brusentsova, N.A. Brusentsov, V.D. Kuznetsov, et al., *J. Magn. Magn. Mater.* 293, 298 - 302 (2005).
20. Н.А. Брусенцов, Ю.А.Пирогов, А.А. Учеваткинидр., *Хим.-Фарм. Ж.* 45(2), 22 - 25 (2011).
21. N.A. Brusentsov, V.D. Kuznetsov, T.N. Brusentsova et al., *J. Magn. Magn. Mat.* 272 - 276, 2350 - 2351 (2004).
22. N.A. Brusentsov, Y.A. Pirogov, V.A. Polyanskiy, et al., *Solid State Phenomena*, 190, 717-720, (2012).
23. N.A. Brusentsov, V.A. Polianskiy, A.V. Zhukov, M.V. Gulyaev, et al., *Solid State Phenomena*, 233-234, 757-760 (2015).
24. U.O. Häfeli, K. Gilmour, A. Zhou et al., *J. Magn. Magn. Mat.* 311, 323 – 329, (2007).
25. M.E. Hayden and U.O. Häfeli, *J. Phys. Cond. Matter* 18, S2877 (2006).
26. Т.Н. Брусенцова, В.Д. Кузнецов, А.И. Наумушкин, И.Н. Грознов., Н.А. Брусенцов, *Медицинская физика* № 2 (50), 62 – 66 (2011).
27. А.С. Колбин, И.А. Виллом, Оценка экономической целесообразности применения контрастного препарата Мультихэнс // *Качественная клиническая практика*, №1 (2014), 57-67.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ЭЛЕКТРИЗАЦИИ СЛАБОПРОВОДЯЩИХ СРЕД ПРИ ИХ ТЕЧЕНИИ В МИКРО- И НАНО-КАНАЛАХ, ПРИМЕНЯЕМЫХ В БИОТЕХНОЛОГИИ

Полянский В.А., Панкратьева И.Л.

Институт Механики МГУ им. М.В. Ломоносова,
Москва, Российская Федерация,
E-mail: ilpan@imec.msu.ru

Аннотация: Исследуются механизмы образования нескомпенсированных объемных электрических зарядов в слабопроводящих жидких средах при их течении в каналах микро и нано-размеров, используемых в различного рода устройствах в биотехнологии, фармацевтике и медицине. Наличие объемного заряда позволяет с помощью приложенного продольного электрического поля управлять движением таких сред в тонких каналах.

Ключевые слова: слабопроводящая среда, электрическое поле, микро и нано-канал, объемный электрический заряд.

INVESTIGATION OF MECHANISMS ELECTRIFYING WEAKLY CONDUCTING MEDIA UNDER THEIR FLOW IN THE MICRO- AND NANO-CHANNELS USED IN BIOTECHNOLOGY

V.A. Polyanskiy , I.L. Pankratyeva

Institute of Mechanics, M.V. Lomonosov MSU, Moscow, Russia,
E-mail: ilpan@imec.msu.ru,

Abstract: We study the mechanisms of uncompensated volumetric electric charges in weakly conducting fluids when they flow in a channel micro and nano-sizes used in various devices, biotechnology, pharmaceuticals and medicine. The presence of the space charge allows using the applied longitudinal electric field to control the movement of fluids in thin channels. In particular, there is a possibility of moving fluid from one micro-volume into the other, mixing of two different fluids inside the micro-channels, etc.

Keywords: weakly conducting medium, electric field, micro and nano-channels, volume electric charge .

Введение

Интерес к гидродинамике течений в каналах микро и нано-размеров, наблюдающийся в последние годы в литературе, связан с возникшей в биологических исследованиях, в различных биотехнологиях, в фармацевтике, в медицине, необходимостью управлять поведением сверхмалых объемов жидкостей порядка одной миллиардной доли литра [1-3]. Например, в биологии одна из задач связана с отбором

из живой клетки части внутриклеточной жидкости без нарушения ее жизнеспособность. Другой пример – перемещение жидкости по микроканалам между микрочайками в диагностических биочипах, которое, в некоторых случаях, должно сопровождаться перемешиванием двух жидкостей с разными свойствами. Использование для этих целей традиционного градиента давления не дает приемлемых результатов из-за необходимости создать перепад давления на входе и выходе в сотни атмосфер.

Модель и постановка задачи

Рассматривается двумерное нестационарное течение многокомпонентной жидкой среды, содержащей заряженные частицы двух сортов: с положительным и отрицательным знаком заряда, Учитывается диффузия и дрейф в электрическом поле каждого сорта частиц с зарядом, объемные реакции ионизации и рекомбинации, а также поверхностные электрохимические процессы с рождением и поглощением заряженных частиц. Движение среды в целом описывается обычными уравнениями сохранения импульса для вязкой жидкости, в которых добавлена объемная кулоновская сила, и уравнением неразрывности для несжимаемой жидкости. Уравнения сохранения массы для заряженных компонент и уравнения Пуассона для поля имеют вид [4]:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \operatorname{div} n_i U_i = w(E) - a n_1 n_2, \quad i=1,2 \quad (1)$$

Граничные условия для уравнений (1), представляют баланс потоков ионов на границу из объема и потоков частиц, появляющихся на поверхности:

$$\begin{aligned} n_i U_i &= n_i u + \operatorname{sign}(e_i) n_i b_i E - D_i \nabla n_i \\ \varepsilon \operatorname{div} E &= 4\pi q, \quad E = -\nabla F \\ n_i U_i \cdot \nu &= A_i^k(E, n_m, \dots) - K_i^k n_i \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь ν - внешняя нормаль к границе раздела, A_i^k , K_i^k - эффективные параметры поверхностных электрохимических процессов, зависящих от свойств поверхности, состава жидкости и пр. В (1), (2) n_i , U_i , D_i , b_i , e_i , E , F - соответственно, концентрация, скорость, коэффициенты диффузии и подвижности, заряд частиц i -того сорта, напряженность и потенциал электрического поля, ε - диэлектрическая проницаемость, w - скорость объемного процесса ионизации, которая может зависеть от напряженности поля, a - коэффициент рекомбинации.

Некоторые результаты расчетов

Рассмотрим результаты расчетов течения в плоском микро-канале в условиях, когда стенки имеют разные поверхностные характеристики и между ними задана разность потенциалов. Пусть на одной из стенок поверхностная реакция для положительных ионов находится в равновесии с соответствующим значением их концентрации, а для отрицательных ионов эта стенка химически нейтральна (ток этих ионов на стенку равен нулю). Потенциал этой стенки нулевой. На другой стенке примем противоположную ситуацию: равновесие для отрицательных ионов (с тем же значением равновесной концентрации) и отсутствие тока на стенку для положительных ионов. Потенциал этой стенки положительный. Для зависимости объемного источника ионов от поля примем соотношение Френкеля [5]:

$$w(E) = w_0(T, \dots) \exp(2\gamma E^{0.5}), \quad \gamma = e^{1.5} / (e^{0.5} kT) \quad (3)$$

Непосредственное воздействие поля на скорость образования заряженных частиц в объеме жидкости создает в неоднородных полях дополнительный механизм образования нескомпенсированного заряда в среде. Механизм такой электризации можно представить, если рассмотреть баланс потоков заряженных частиц через границы элемента объема среды в области сильной неоднородности поля. В неоднородном поле равновесная концентрация ионов меняется в зависимости от величины напряженности поля. Это приводит к дисбалансу потоков ионов, входящих в элемент объема и выходящих из него, и к нестационарному накоплению после включения поля нескомпенсированного заряда в объеме. Стационарное состояние устанавливается после того, как образующийся заряд изменит поле и дисбаланс потоков исчезнет.

Распределения безразмерных концентраций ионов (N_+ , N_-) и объемного заряда q в поперечном сечении канала представлены на рис. 1. Концентрации отнесены к исходной квазинейтральной концентрации ионов, координата – к ширине канала. Видно, что даже для плоской геометрии, когда внешнее приложенное поле постоянно поперек канала, наличие источника ионов, зависящего от поля, меняет картину распределения объемного заряда. Это связано с тем, что возникает сильная неоднородность поля из-за перераспределения заряда в узких слоях вблизи стенок.

При рассматриваемых несимметричных граничных условиях для концентраций ионов в поперечном сечении канала образуются области с положительным и отрицательным объемным зарядом. Если создать вдоль канала сильное внешнее поле, то возникающая вдоль канала объемная кулоновская сила будет иметь противоположно направленные составляющие. На рис. 2 представлены профили скорости жид-

кости, рассчитанные с учетом и без учета этих сил. Видно, что в области отрицательного объемного заряда тормозящая поток кулоновская сила приводит к возникновению в профиле скорости точек перегиба, что может вызвать гидродинамическую неустойчивость течения и тем самым способствовать перемешиванию жидкости в канале.

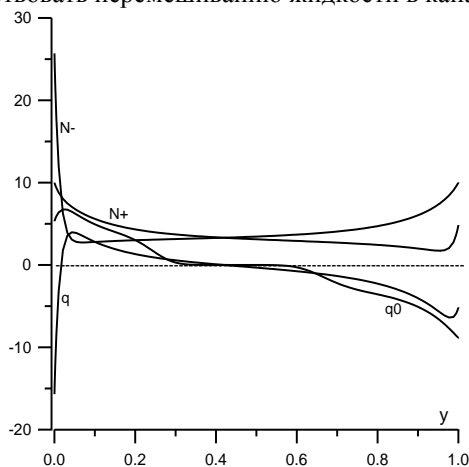


Рис. 1. Распределение концентраций ионов N^+ , N^- и плотности объемного заряда q в поперечном сечении канала. Кривая q - с учетом зависимости (3), q_0 - без учета ($\gamma=0$)

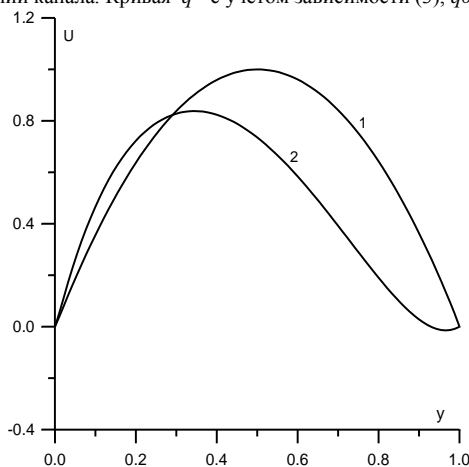


Рис. 2. Профили скорости течения жидкости в канале. 1- профиль Пуазейля, 2 – профиль, трансформировавшийся под действием продольных кулоновских сил

Заключение

Исследование структуры межэлектродного пространства в плоском канале показывает, что при специальном выборе стенок канала с разными поверхностными электрохимическими свойствами можно при помощи приложенного вдоль канала электрического поля создать условия для перемещения и интенсивного перемешивания жидкости в микро- канале.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 16-01-00157).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Miller S.A., Kelly K.C., Timperman A.T. // Lab on a Chip. 2008. V. 10. P.1039.
2. Kovacic P. // J. of Electrostatics. 2008. V. 66 (3-4). P.124-129 .
3. Zhao C., Yang C. // Microfluid Nanofluid. 2012.V.13. P.179–203.
4. Панкратьева И.Л., Полянский В.А. // Известия РАН. МЖГ. 2006. № 2. С. 3-16.
5. Френкель Я.И // ЖЭТФ. 1938. Т.8. № 12. С. 1292-1301.

ЧИСЛЕННОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОДНОЗУБЦОВОГО МАГНИТОЖИДКОСТНОГО УПЛОТНИТЕЛЯ

Демиденко О.В., Арефьев И.М., Сайкин М.С.¹
ФГБОУВО «Ивановский государственный энергетический
университет имени В.И. Ленина»,
г. Иваново, Российская Федерация, E-mail: saikinms@mail.ru¹

Аннотация: Для проведения испытаний магнитных жидкостей (МЖ) был разработан и изготовлен экспериментальный стенд, представляющий собой однозубцовый магнитожидкостный герметизатор (МЖГ). Характер зависимости удерживаемого перепада давлений от времени работы МЖГ является критерием по определению стабильности МЖ и ресурса эксплуатации МЖГ при данных условиях. В качестве образца в работе использовалась магнитная жидкость на основе силоксановой жидкости. Определено, что полученная магнитная жидкость является стабильной в статическом режиме и, следовательно, может быть использована для проведения испытаний на стенде. Краткосрочные и ресурсные испытания показали, что МЖ сохраняет стабильность и работоспособность в течение не менее 360 суток непрерывной эксплуатации.

Ключевые слова: магнитная жидкость, магнитное поле, испытания, герметизатор, стабильность.

NUMERICAL AND EXPERIMENTAL RESEARCH OF A SINGLE-TOOTH MAGNETIC FLUID SEALER

Demidenko O.V., Arefyev I.M., Saikin M.S.¹
Ivanovo State Power Engineering University, Ivanovo, Russian Federation,
E-mail: saikinms@mail.ru¹

Abstract: A special experimental stand has been developed and made to test magnetic fluid. It represents a single-tooth magnetic fluid sealer. The type of dependence of the pressure differential on magnetic fluid sealer operation time is used as a criterion to determine magnetic fluid stability and magnetic fluid sealer service life under such conditions. The siloxane-based magnetic fluid was used as the test sample. The colloidal stability as well as stability of the synthesized magnetic fluid in magnetic fields in static mode were determined. It has been found that the obtained magnetic fluid is stable in static mode and, consequently, can be used to conduct necessary tests on stand. Short-term and life tests on stand have shown that MF remains stable and efficient for at least 360 days of continuous utilization.

Keywords: magnetic fluid, magnetic field, test, sealer, stability.



ДЕМИДЕНКО Олег Викторович инженер кафедры ТОЭЭ Ивановского государственного энергетического университета им. В.И.Ленина. Имеет 26 публикаций в сборниках научных трудов международных конференций.



АРЕФЬЕВ Игорь Михайлович – заведующий проблемной научно-исследовательской лабораторией прикладной феррогидродинамики (ПНИЛ ПФГД) Ивановского государственного энергетического университета, к.х.н., доцент. Окончил Ивановский государственный химико-технологический университет в 2006 году. В 2009 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата химических наук. Имеет более 100 научных публикаций.



САЙКИН Михаил Сергеевич закончил электромеханический факультет Ивановского энергетического института им. В.И. Ленина по специальности «Электрические машины» в 1979 году. С 1980 по 2000 год работал в Специальном конструкторско-технологическом бюро «Полос». В 1998 году в МЭИ (ТУ) защитил кандидатскую диссертацию на тему: «Разработка и исследование электромеханических магнитоожидкостных герметизаторов специального технологического оборудования». Научный руководитель – Заслуженный деятель науки и техники, д.т.н., проф. Щелыкалов Юрий Яковлевич, научный консультант - д.т.н., проф. Казаков Юрий Борисович. Имеет 160 публикаций, в том числе 48 статей и 45 разработок, защищенных охранными документами. С 2000 является доцентом кафедры теоретических основ электротехники и электротехнологий, «Заслуженный изобретатель России».

Основными параметрами магнитоожидкостных герметизаторов (МЖГ) являются рабочий перепад давлений, пусковой и установившийся моменты трения.

При помещении магнитной жидкости (МЖ) в стационарное, неоднородное магнитное поле, на каждую частицу с магнитным моментом m действует сила [1]:

$$\bar{F} = (\bar{m}\nabla)\bar{H}$$

Под действием этой силы происходит перемещение частиц МЖ, что обусловлено перераспределением начальной концентрации ферромагнитных частиц в неоднородном магнитном поле МЖГ. Частицы стягиваются в области МЖ с наибольшей индукцией, но повышение их концентрации ограничивается силами отталкивания, обусловленными диполь-дипольным взаимодействием, действием защитных оболочек поверхностно-активных веществ на частицах и расклинивающим действием основы. Чем больше градиент магнитного поля в зазоре МЖГ, который может достигать $\nabla B=1000$ Тл/м, тем сильнее перераспределение концентрации частиц в объеме МЖ. Чем меньше пере-

распределение МЖ в неоднородном магнитном поле герметизатора с течением времени, тем выше её стабильность, а значит и постоянство эксплуатационных характеристик МЖГ, а именно критического перепада давлений, моментов трения (установившегося и страгивания).

Перераспределение МЖ в рабочем зазоре МЖГ приводит к изменению его эксплуатационных параметров, постоянство которых обеспечивается стабильностью физических свойств элементов магнитной цепи герметизатора [2–5]. Магнитная жидкость в наибольшей степени изменяет свои свойства в процессе эксплуатации МЖГ по сравнению с остальными элементами магнитной цепи – постоянным магнитом и магнитопроводом.

Для исследования поведения МЖ в рабочем зазоре герметизатора вводится понятие однозубцового уплотнителя. Он представляет собой единственный зубец с магнитной жидкостью, находящейся под действием неоднородного магнитного поля.

Для проведения экспериментальных исследований был разработан и изготовлен экспериментальный стенд (рис. 1).

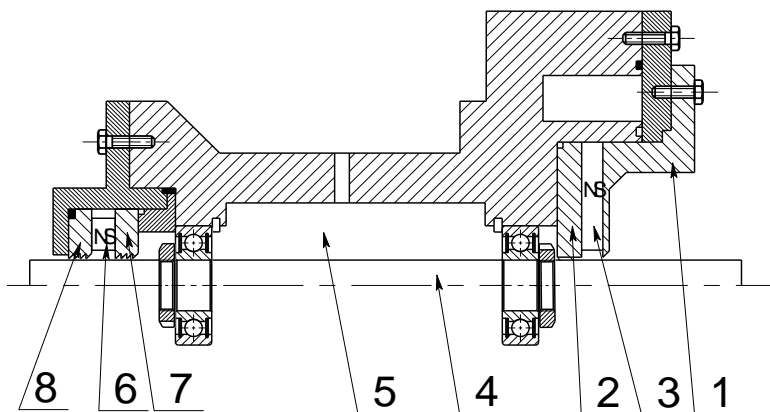


Рис. 1. Конструкция стенда магнитожидкостного герметизатора: 1 – однозубцовая полюсная приставка; 2 – магнитопроводное кольцо; 3, 6 – постоянный магнит; 4 – вал; 5 – замкнутый объём; 7, 8 – полюсные приставки.

Стенд состоит из однозубцового уплотнителя 1, магнитопроводного кольца 2, постоянного магнита 3, концентрически охватывающего вал 4. Для обеспечения герметичности замкнутого объёма 5 с противоположной стороны от однозубцового уплотнителя установлен защитный герметизатор. Он состоит из постоянного магнита 6, полюсных приставок 7 и 8 и удерживает большой критический перепад давления,

чем однозубцовое уплотнение. В полость, расположенную внутри корпуса стэнда, подаётся под давлением воздух. Защитный МЖГ рассчитан на критический перепад давлений $2 \cdot 10^5$ Па. Экспериментальный стэнд позволяет проводить как долгосрочные, так краткосрочные испытания МЖ при различном объёме заправки, различной намагниченности МЖ.

Однозубцовый уплотнитель представляет собой единичный зубец с МЖ, в форме прямоугольной трапеции с углом при основании 45° , шагом 3 мм и величиной площадки $0,2 \div 0,3$ мм. Рабочий зазор составлял 0,15 мм. Максимальная индукция в единичном уплотнителе 1,7 Тл при среднем градиенте под зубцом $\nabla B = 500$ Тл/м. Объём заправки МЖ в уплотнителе составлял 0,25-мл. Скорость вращения вала уплотнителя 0,035 м/с, при диаметре 0,02 м. Магнитопровод МЖГ изготовлен из Стали 10 с индукцией магнитного насыщения 2,1 Тл в поле напряжённостью 50 кА/м. В качестве источника магнитного поля в однозубцовом уплотнителе установлен ферритобариевый магнит марки 16БА190 размерами $25 \times 12 \times 5$ мм.

Расчёт однозубцового герметизатора выполнен в средах ELCUT и FEMM с учётом граничных условий Дирихле-Неймана. Картина распределения магнитной индукции под единичным уплотнителем представлена на рис. 2.

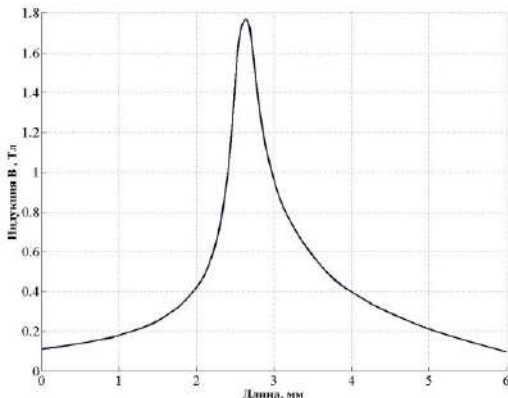


Рис. 2. Картина распределения магнитной индукции в однозубцовом уплотнителе.

Расчётная величина максимальной индукции под зубцом составила 1,7 Тл, а начальный критический перепад давлений при намагниченности насыщения МЖ 40 кА/м составил $0,32 \cdot 10^5$ Па.

В работе в качестве образца исследования использовалась магнитная жидкость на основе силиконовой жидкости с намагниченностью

насыщения 40 кА/м. Экспериментальные исследования по определению критического перепада давлений однозубцового уплотнителя проводились в следующей последовательности: под зубец заправлялась МЖ в объёме 0,25 мл. Вал вращался со скоростью 76 об/мин и через 5 минут проводился пробой уплотнителя, величина которого фиксировалась по манометру.

Аналогичные испытания проводились через 1, 3 и 11 суток. Критический перепад давлений однозубцового уплотнителя, через 5 минут после заправки, составил $0,32 \cdot 10^5$ Па, а через 11 суток был равен $0,36 \cdot 10^5$. Увеличение критического перепада давлений однозубцового уплотнителя связано с перераспределением МЖ в неоднородном магнитном поле. Число параллельных экспериментов было равно 3. Обработка результатов эксперимента проводилась при равномерном дублировании. Длительные испытания МЖ были проведены в течение 366 суток. Результаты испытаний представлены на рис. 3.

Стабильность свойств МЖ определялась по изменению критического перепада давлений однозубцового уплотнителя. При краткосрочных испытаниях увеличение перепада давлений составило 10%, а при длительных испытаниях, которые проводились в течение 366 суток, изменений критического перепада давлений не наблюдалось.

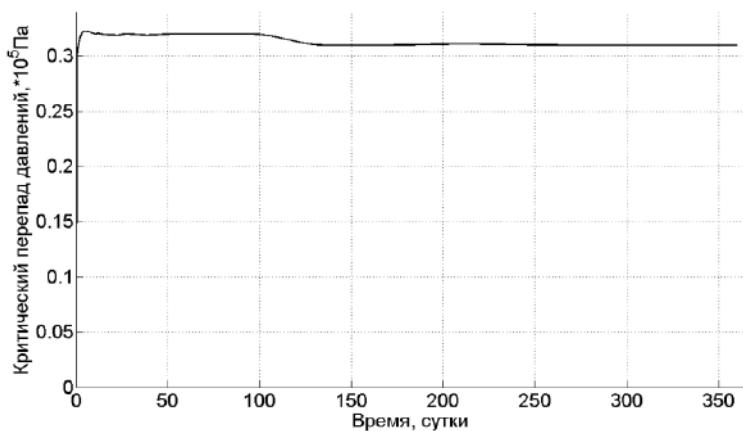


Рис. 3. Ресурсные испытания МЖ в однозубцовом уплотнителе.

Заключение

Результаты проведённых исследований показывают высокую стабильность свойств магнитной жидкости в неоднородном магнитном поле уплотнителя. В течение первых 11 суток наблюдается повышение перепада давлений, которое составило 10% по сравнению с его начальным значением. При длительных испытаниях, которые проходили в течение 366 суток, увеличения перепада давлений не наблюдалось.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках государственного задания № 2014/41 (проект № 2281).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Орлов Л.П., Фертман В.Е. Принципы расчёта и конструирования магнитожидкостных уплотнений // Магнитная гидродинамика. – 1980. – № 4. – С. 89-101.
2. Постоянные магниты. Справочник // Под. ред. д.т.н. проф. Пятин Ю.М. – М.: Энергия, 1980. – 176 с.
3. Сайкин М.С. Особенности выбора постоянных магнитов для магнитожидкостных герметизаторов технологического оборудования // Вестник научно-промышленного общества. – М: Изд-во «АЛЕВ-В», Вып. 7, 2004. – С. 15-19.
4. Барон Ю.М. Магнитно-абразивная и магнитная обработка изделий и режущих инструментов. – Л.: Машиностроение, Ленинградское отделение, 1986. – 176 с.
5. Константинов О.Я. Магнитная технологическая оснастка. – Л.: Машиностроение, Ленинградское отделение, 1974. – 383 с.

К РАЗРАБОТКЕ КОМБИНИРОВАННЫХ УПЛОТНЕНИЙ ВРАЩАЮЩИХСЯ ВАЛОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НАНОДИСПЕРСНЫХ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Сизов А.П.¹, Репин Д.С.

ФГБОУ ВО «Ивановская ГСХА имени Д.К. Беляева»,
г. Иваново, Российская Федерация

ФГБОУ ВО Ивановская пожарно-спасательная академия ГПС МЧС
России, г. Иваново Российская Федерация
E-mail: rektorat@ivgsha.ru¹

Аннотация: Разработано комбинированное уплотнение вращающегося вала, объединенное в единую конструкцию магнитожидкостного с торцовыми уплотнениями, которые широко распространены в уплотнительной технике для герметизации жидких сред, содержащих в своём составе твердые частицы, опасных для здоровья человека, пожароопасных сред, кислот, щелочей. Такое совместное использование магнитожидкостных и торцовых уплотнений позволяет значительно расширить сферу использования МЖ в уплотнительной технике, увеличивает герметичность торцовых уплотнений, уменьшает износ пар трения торцовых уплотнений, решает проблему регулирования контактных усилий за счет воздействия магнитного поля и уменьшает износ пар трения торцового уплотнения.

Ключевые слова: уплотнения, комбинированные уплотнения, нанодисперсная магнитная жидкость, магнитное поле, постоянный магнит, реологическая характеристика, давление, намагничённость, магнитный момент, дисперсионная среда, коллоидный раствор, вязкость, торцовое уплотнение.

TO THE DEVELOPMENT OF COMPOSITE SEALS WITH NANODISPERSED MAGNETIC FLUIDS

Sizov A.P., Repin D.S.

FSBEI HE "Ivanovo state agricultural Academy named after D.K.
Belyaev", Ivanovo, Russian Federation,

FSBEI HE «Ivanovo Fire Rescue Academy of State Firefighting Service
of Ministry of Russian Federation for Civil Defense, Emergencies and
Elimination of Consequences of Natural Disasters», Ivanovo,
Russian Federation, E-mail: rektorat@ivgsha.ru¹

Abstract: a composite seal of the rotating shaft is developed, which is combined in a single structure with a magnetic-fluid and mechanical seals. They are widely distributed in sealing technology for sealing of liquids, environments containing solid particles in their composition, environments dangerous for human health, flammable environments, acids, alkalis. Such shared use of the magnetic-fluid and mechanical seals allows to expand significantly the use of magnetic fluids in sealing

technology, increases the tightness of the seal, reduces the wear of mechanical seal friction, solves the problem of contact forces regulation due to the magnetic field and reduces the wear of mechanical seals friction.

Keywords: seals, composite seals, nanodispersed magnetic fluid, magnetic field, permanent magnet, rheological characteristics, pressure, magnetization, magnetic moment, dispersion environment, a colloidal solution, viscosity, mechanical seal.



СИЗОВ Александр Павлович окончил Ивановский энергетический институт в 1966 году. В 1995 году защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора технических наук по теме: «Повышение надежности работы узлов техники применением магнито-жидкостных устройств». Имеет 175 научных публикаций, в том числе 80 статей, 60 авторских свидетельств на изобретения и патентов РФ, 7 статей в иностранных журналах. В настоящее время является профессором, д.т.н. Ивановской сельскохозяйственной академии. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей отмечена премией правительства РФ в области науки и техники за 2004 год.



РЕПИН Денис Сергеевич окончил Ивановский государственный университет в 2007 году. Имеет 35 научных публикаций. В настоящее время является преподавателем ФГБОУ ВО Ивановской пожарно-спасательной академии ГПС МЧС России.

С целью расширения практического применения нанодисперсных магнитных жидкостей (МЖ) проводятся работы по их внедрению в уплотнения вращающихся валов. Так в уплотнительной технике широкое распространение получили торцовые уплотнения вращающихся валов, в которых в качестве уплотнителя используются пары трения образованные неподвижным и вращающимся уплотнительными кольцами. Уплотнения такого типа широко используются для герметизации валов работающих в контакте с жидкими и парогазовыми средами, кислотами, щелочами, жидкостями, содержащими твердые включения, жидкостями, оказывающими токсичные воздействия на организм человека, легковоспламеняющимися или горючими жидкостями. Уплотнительные кольца изготавливаются из различных материалов, обладающих антифрикционными свойствами, коллоидными системами. Однако работа пар трения в торцевом уплотнении не допускается без контакта с жидкостью (технологической, охлаждающей, запирающей). Так, например, в тракторах при установке торцовых уплотнений специально увеличивают уровень смазочного масла для создания оптимальных условий работы торцовому уплотнению.

В работе рассмотрены вопросы связанные с изменением рабочих параметров пар трения торцовых уплотнений, в которых неподвижное и вращающееся уплотнительные кольца разработаны из материала обеспечивающего высокую износостойкость. Таким материалом служит карбид кремния. Этот материал нашел применение в узлах трения в различных видах уплотнений узлов трения и подшипниках скольжения. Материалы на основе карбида кремния имеют высокую твердость, малый износ и состоят из карбида кремния (88-50% по массе), углерода (47-3%), кремний (12-3%), твердость их HRC от 70-89 [1].

С использованием указанного материала разработана конструкция комбинированного уплотнения вала, состоящего из магнитоэлектрического уплотнения и торцового. В этом случае уплотнения размещены в общем корпусе. На рис. 1 представлена конструкция такого уплотнения.

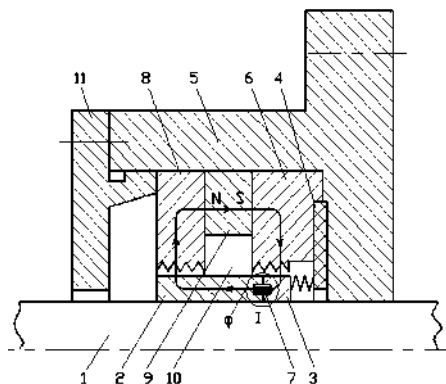


Рис. 1. Схема комбинированного уплотнения

Уплотняемый вал 1 выполненный из немагнитного материала имеет подвижную втулку 2, закрепленную на нем жестко и герметично и неподвижную втулку 3, установленную на валу с зазором. Неподвижная втулка 3 своим торцом прикреплена жестко и герметично к торцу сильфона 4, который установлен герметично и жестко в корпусе 5 между стенкой корпуса и полюсной приставкой 6. Втулки 2 и 3 выполнены из магнетопроводного металлокерамического материала. В зазор между втулками введено кольцо 7, которое образует внутри проточек, в которое это кольцо установлено, неравномерный зазор за счет нарезки на поверхности кольца канавок.

Магнитожидкостное уплотнение содержит, кроме того, полюсную приставку 8 и размещенный между приставками 6 и 8 магнит 9 (рис.1). Полость 10 заполнена ферромагнитной жидкостью, которая проникает в зазоры Б1; Б2; Б3 (рис.2) за счет действия магнитных сил. Комбинированное уплотнение в корпусе 5 зафиксировано нажимной крышкой 11.

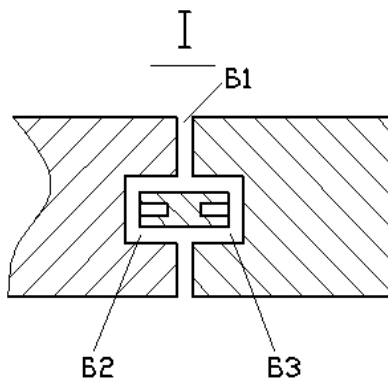


Рис. 2. Центрирующая втулка

Уплотнение работает следующим образом. Перепад давления, действующий на уплотнение, удерживается торцовым уплотнением созданным подвижной 2 и неподвижной втулками 3, а так же за счет взаимодействия кольца 7, с ферромагнитной жидкостью, находящейся в неравномерном рабочем зазоре Б2; Б3 пронизанным магнитным потоком Φ , созданным постоянным магнитом 9. Вал уплотнения выполнен из немагнитного материала, поэтому большая его часть центрируется в зазоре между втулками 2 и 3, участвуя в компенсации перепада давления (рис.1).

При вращении вала 1 подвижная втулка 2 вращается вместе с ним, соприкасаясь с торцом неподвижной втулки 3 через ферромагнитную жидкость в зазоре Б1, благодаря этому обеспечивается уменьшение величины момента трения. За счет выполнения неподвижной втулки из пористого материала, например, из металлокерамики ферромагнитная жидкость через микропоры поступает в торцевой зазор дополнительно смазывая торцовую пару трения и пару кольцо-втулка. Кольцо 7 поддерживает соосность неподвижной втулки и вала, обеспечивая равномерность зазора Б1 и предотвращает его изменения по величине и форме при вращении вала. При выполнении сильфона и вала из антикоррозионного материала комбинированное уплотнение, возможно использовать для герметизации агрессивных сред.

Пары трения торцового уплотнения представлены на рис.3. Одна из них 1 установлена на валу неподвижно и герметично. Другая 2 имеет возможность перемещаться благодаря установке ее на сильфоне 3, который за счет фланца установлен герметично и неподвижно в корпусе 4 уплотнения. Указанная пара трения имеет зазор δ_1 относительно пары трения 1 и зазор δ_2 относительно вращающегося вала. Зазор δ_2 выполняется такой величины, чтобы было исключено трения вала относительно внутреннего диаметра пары. В этом случае исключается износ пары трения по внутреннему диаметру и отпадает необходимость подбирать материал этой пары по антифрикционным свойствам относительно вращающегося вала. Установка этой пары трения на сильфоне позволяет выполнять зазор δ_2 минимальным, так как сильфон предотвращает перемещение её в радиальном направлении.

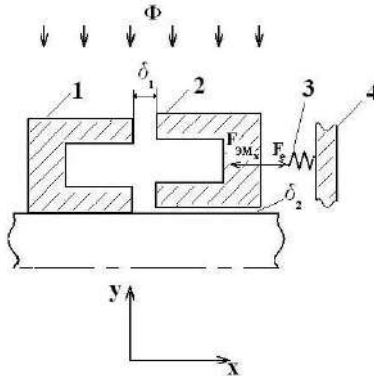


Рис. 3. Торцовое уплотнение комбинированного МЖУ

Магнитный поток Φ , созданный постоянным магнитом, пронизывает пары трения в радиальном и осевом направлениях и создает электромагнитную силу одна из составляющих, которой $F_{ЭМx}$ способна перемещать пару 2 в осевом направлении. Сильфон за счет жесткости при деформации его в осевом направлении создает силу F_c противодействующей силе $F_{ЭМx}$. В случае $F_{ЭМx} \geq F_c$ возможно перемещение пары трения 2. В результате этого зазор δ_1 изменяет свою величину от δ_1 до δ_1' . При изменении зазора δ_1 изменяется магнитная энергия, созданная в зазоре постоянным магнитом от U_{m1} до U_{m2} . Это приводит к возникновению электромагнитной силы $F_{ЭМx}$

$$F_{ЭМx} = U_{m2} - U_{m1} = \frac{dW_m}{d\delta_1} = \frac{W'_{m1} - W_{m1}}{\delta_1 - \delta_1'}$$

где W_{m1}' , W_{m1} – магнитная энергия при зазорах соответственно δ_1' , δ_1 и определяется как:

$$\frac{B_1 H_1'}{2} \quad \text{и} \quad \frac{B_1 H_1}{2}$$

где H_1' , H_1 – напряженности магнитного поля, определяемые по кривой размагничивания постоянного магнита выбранного материала.

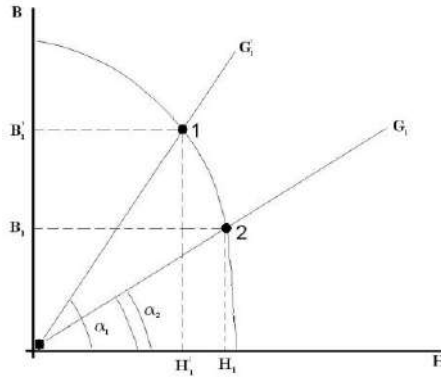


Рис. 4 Кривая размагничивания материала постоянного магнита $Br=f(Hc)$

Проводимости магнитному потоку G_1' , G_1 определяются при зазорах соответственно δ_1' до δ_1' . рис. 4 на основании расчета по методам, изложенным на примере [3]. Расчет энергии магнитного поля создаваемого постоянным магнитом так же как и расчет $F_{ЭМХ}$ может проводится по методикам более точным по сравнению с представленной упрощенной методикой электромагнитного расчета цепей с постоянными магнитами.

На рис.5. представлена магнитная система разработанного комбинированного уплотнения в сборе.

При изменении напряженности магнитного поля в зазоре от δ_1 изменяются реологические свойства МЖ, которые для тела Бингана-Шведова

$$\tau = \tau_0 + \eta \cdot \dot{\gamma}$$

зависят от магнитного взаимодействия между частицами, то есть изменяются τ_0 и η . В этой формуле τ_0 и η соответственно предел текучести и вязкость МЖ.

МЖ находящаяся в зазоре b_1 компенсирует определенную величину перепада давления, воздействующего на комбинированное уплотнение. При уменьшении зазора b_1 , компенсируемый перепад дав-

ления возрастет, так как возрастет намагниченность МЖ $I=\chi H$, где χ – магнитная восприимчивость МЖ, H – напряженность магнитного поля.

Таким образом, за счет магнитного поля созданного постоянным магнитом и жесткости сифона можно управлять характеристиками торцового уплотнения.

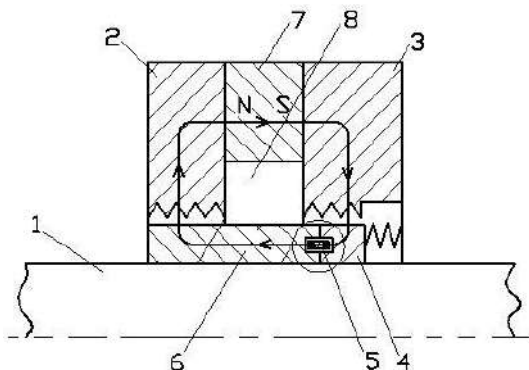


Рис. 5. Магнитная система МЖУ комбинированного уплотнения
 1 – уплотняемый вал; 2,3 – полюсные приставки; 4 – втулка торцового уплотнения;
 5 – центрирующая втулка торцового уплотнения;
 6 – вращающаяся втулка торцового уплотнения; 7- постоянный магнит;
 8- магнитная жидкость

В магнитную систему МЖУ П – образного типа введен дополнительный элемент центрирующая втулка 5 с помощью которого обеспечивается соосность вала и неподвижной втулки 4 установленной на сифоне.

Центрирующая втулка 5 находится в магнитной жидкости, пронизывается магнитным полем постоянного магнита 7 и в зависимости от её конфигурации и материала изготовления сама способна создавать магнитное поле, которое может быть неравномерным. Поэтому в магнитной жидкости она может левитировать, выполняя одновременно функции центрирующей детали при минимальных потерях на трение относительно поверхностей, ограничивающих её.

Электромагнитной силе F_x противодействует усилие развиваемое сифоном F_c , которое обусловлено его жесткостью. Поэтому втулка займет определенное положение при равенстве $F_x = F_c$.

В торцовых уплотнениях для увеличения долговечности контактирующих пар трения, и с целью увеличения герметичности при одновременном уменьшении потерь на трение их поверхность по которой происходит взаимный контакт, подвергают механической обработке для уменьшения шероховатости.

Проблема износа пар трения важнейшая для современного машиностроения. По данным [3] требования, предъявляемые к материалам пар трения, сводятся к следующим показателям: износостойкость материала, коррозионная стойкость, наличие внутренних напряжений в материале, эффективность теплоотвода.

Часть проблем, присущих торцовым уплотнениям, решается за счет присутствия в зоне трения жидкости, которая является и технологической при герметизации жидких сред. При использовании нанодисперсных магнитных жидкостей, указанные проблемы решаются за счет использования этой жидкости. Поэтому МЖ должна быть не только герметизатором за счет хорошей смачиваемости герметизирующих поверхностей, но и смазкой, которая удерживается в зоне трения и не выдавливается из этой зоны при воздействии сил, обусловленных жесткостью силофона.

Основной функцией этой втулки является обеспечение соосности пар трения торцового уплотнения. Введение в торцовое уплотнение магнитной системы и МЖ позволяет увеличить герметичность торцового уплотнения, что необходимо при использовании их при герметизации газовых сред с помощью торцовых уплотнений, так как они, обладая низкой собственной герметичностью для газовых сред, используются ограничено. Причиной газового обмена является проницаемость материала герметизатора из-за течей в структуре уплотнителя. Магнитные жидкости, изготовленные на основе жидкости, (минеральные или синтетические масла) образуют структуру из феррочастиц, которая предотвращает диффузию молекул базовой жидкости при разделении газовых сред.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Торцовые уплотнения для центробежных насосов: каталог / под ред. В.В. Гордеева, Р.М. Холоповой и др. – М.: ЦИНТИхимнефтемаш, 1986.
2. Гинзбург Л.Б., Федотов А.И. Проектирование электромагнитных и магнитных механизмов. //Л.: Машиностроение, 1980. – с.120.
3. Уплотнения и уплотнительная техника: справочник / под общ. ред. А.И. Голубева, Л.А. Кондакова. – М.: Машиностроение, 1986.

РАСЧЕТ РЕСУРСА ВАКУУМНЫХ МЕХАНИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ С МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТЬЮ

Болотов А.Н.¹, Новикова О.О., Новиков В.В.

ФГБОУВО «Тверской государственный технический университет»,
г. Тверь, Российская Федерация
E-mail: alnikbltov@rambler.ru¹

Аннотация. Приведены формулы для расчета долговечности магнитожидкостных механических узлов исходя из давления насыщенных паров дисперсионной среды и допустимой концентрации дисперсной фазы. Указаны рекомендации по продлению времени нормального функционирования магнитной жидкости в трибоузлах. Приведен пример определения ресурса магнитожидкостного подшипника скольжения способного функционировать в условиях вакуума.

Ключевые слова: ресурс трибоузлов, магнитная жидкость, интенсивность испарения, магнитожидкостный подшипник.

LIFE CALCULATION OF VACUUM MECHANICAL DEVICES WITH MAGNETIC FLUID

Bolotov A.N.¹, Novikova O.O., Novikov V.V.

Tver State Technical University, Tver, Russian Federation
E-mail: alnikbltov@rambler.ru¹

Annotation. To evaluate a service life of a tribounit with magnetic liquid in a vacuum it is necessary to know a time dependence of dispersed phase growing concentration on the carrier liquid evaporation. The solution covers evaporation rate of colloidal systems such as magnetic liquid or magnetic lubricating oil. The obtained equation describes the time dependence of a dispersed phase growing concentration on the carrier liquid evaporation, which allows evaluating magnetic liquid tribounits' service life. An example of determining the durability of magnetic-sliding bearing capable of operating in a vacuum.

Key words: tribounits life, magnetic liquid, evaporation intensity, magneto-liquid sliding bearing..



БОЛОТОВ Александр Николаевич, окончил в 1976 году физический факультет Тверского государственного университета. В 1993 году защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора технических наук по теме «Триботехника магнитопассивных и магнитожидкостных подшипниковых опор скольжения». С 1995 года является заведующим кафедры прикладной физики ТвГТУ. Имеет более 200 научных публикаций, в том числе более 170 статей, более 30 авторских свидетельств на изобретение и патентов РФ, 20 статей в иностранных журналах, 6 монографий, изданных российскими и зарубежными издательствами. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФИ.



НОВИКОВА Ольга Олеговна окончила в 1990 году Калининский политехнический институт. В 1996 году защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме "Теоретическое и экспериментальное обоснование расчета узлов трения с твердосмазочными покрытиями». С 2002 года работает в должности доцента кафедры прикладной физики ТвГТУ. Имеет более 80 научных публикаций, в том числе более 70 статей, 4 патента РФ, 2 монографии, изданные российскими и зарубежными издательствами. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФИ.



НОВИКОВ Владислав Викторович, окончил в 1991 году Калининский политехнический институт. В 1998 году защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук по теме "Создание и комплексное исследование алмазосодержащих керамических трибоматериалов для узлов трения различного назначения". С 2005 года работает в должности доцента кафедры прикладной физики ТвГТУ. Имеет более 60 научных публикаций, в том числе 46 статей, 6 патентов РФ, 3 монографии, изданные российскими и зарубежными издательствами. Научно-исследовательская работа в области магнитных жидкостей поощрялась грантами РФФИ.

Магнитные жидкости и магнитные смазочные материалы продолжают все более активно применяться в качестве конструкционного материала в различных механических устройствах и, в частности, в триботехнических узлах для повышения их качества и расширения области рационального применения [1 - 5]. Магнитные жидкости незаменимы в ряде вакуумных уплотнениях благодаря высокой надежности и компактному размеру. На основе магнитных смазочных материалов созданы радиально-упорные подшипники скольжения, которые способны эффективно работать в гидродинамическом режиме смазывания с незначительной скоростью изнашивания. Смазка подшипников осуществляется лимитированным объемом магнитного масла, которое удерживается в подшипнике и поступает в зону трения под действием специально структурированных термомагнитных полей. Все больший интерес инженеры-конструкторы авиационной и космической техники проявляют к зубчатым передачам и подшипникам качения, смазываемым магнитным маслом.

Отличительной особенностью всех приведенных механических узлов является то, что для обеспечения их нормальной работы требуется небольшой объем магнитной жидкости, как правило, не превышающий, нескольких десятков кубических сантиметров. Такой объем жидкой магнитной среды легко удерживается с помощью стационарного магнитного поля создаваемого магнитной системой с постоянным

магнитом и его вполне достаточно для нормального функционирования механизма в течение нескольких месяцев или даже лет.

Большинство магнитожидкостных узлов трения не работают продолжительно при граничном режиме смазывания, следовательно, их ресурс в вакууме зависит от скорости испарения дисперсионной среды. Здесь предполагается, что магнитная жидкость достаточно качественная и не теряет коллоидную стабильности, а процессы деструкции в дисперсионной среде заблокированы путем введения в ее состав специальных присадок.

Используемые в условиях вакуума магнитные жидкости содержат дисперсионную среду с низким давлением насыщенных паров, чтобы замедлить интенсивность фазовый переход жидкость - пар и тем самым уменьшить скорость испарения. Однако из-за незначительного давления пара около поверхности магнитной жидкости в вакууме и относительно большой ее открытой поверхности потерями массы дисперсионной среды пренебречь нельзя. В процессе испарения магнитной жидкости возрастает концентрация магнитной фазы и время достижения ее предельного (критического) значения определяет ресурс устройства. Главным образом, повышение концентрации твердой фазы приводит к недопустимому повышению вязкости магнитной жидкости, из-за чего нарушается нормальный режим работы механического узла.

Для оценки ресурса работы механического узла в вакууме должна быть известна временная зависимость нарастания дисперсионной фазы из-за испарения дисперсионной среды. Вначале рассмотрим процесс испарения чистой жидкости, находящейся в вакууме, для чего воспользуемся статистическим подходом, который использовал Френкелем Я.И. [6]. Поверхностные атомы (молекулы) жидкости находятся в хаотическом тепловом движении, поэтому из максвелловского закона распределения атомов по скоростям вытекает, что всегда существуют атомы, которые могут преодолеть связь с соседними атомами и покинуть поверхность. Для этого нормальная к поверхности скорость v_z должна быть такой, чтобы

$$v_z > v_{z, \max} \geq \sqrt{\frac{2L}{m}},$$

где m - масса молекулы, L - энергия испарения одной молекулы. Заметим здесь, что именно эта скорость соответствует наиболее вероятному направлению вылета атома. Согласно закону Максвелла, относительное число частиц, скорость которых лежит в диапазоне от v_z до $v_z + dv_z$ равно:

$$f(v_z)dv_z = \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} e^{-\frac{mv_z^2}{2kT}} dv_z,$$

где T - абсолютная температура, k - постоянная Больцмана. Число атомов, стремящихся за время dt покинуть поверхность dS и имеющих скорость между v_z и v_z+dv_z , равна $nf(v_z)dv_z$, где n - концентрация атомов в объеме жидкости. Тогда плотность потока атомов $I = \frac{dN}{dt dS}$ преодолевающих потенциальный барьер около поверхности равно

$$I = n \int_{v_{z\max}}^{\infty} v_z f(v_z) dv_z = n \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} \cdot \frac{1}{m} \int_{\frac{mv_z^2}{2}}^{\infty} e^{-\frac{mv_z^2}{2kT}} d\left(\frac{mv_z^2}{2}\right).$$

После интегрирования этого выражения получим:

$$I = n \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} e^{-\frac{L}{kT}}. \quad (1)$$

Отсюда можно определить интенсивность (скорость испарения), т.е. массу вещества испарившегося с единицы поверхности в единицу времени $W=I \cdot m$:

$$W = n \sqrt{\frac{mkT}{2\pi}} e^{-\frac{L}{kT}}.$$

После преобразований получим

$$W = n \sqrt{\frac{mkT}{2\pi}} e^{-\frac{L}{kT}}, \quad (2)$$

где μ - молярная масса вещества, ρ - плотность вещества, R - универсальная газовая постоянная, L_0 - удельная теплота парообразования.

Когда из опытов, известна интенсивность испарения жидкости в вакууме для определенной температуры, то по формуле (2) можно рассчитать скорость испарения при любой другой допустимой температуре и так же оценить теплоту парообразования.

В справочной литературе в основном указывается не теплота испарения, а давление насыщенных паров P_s при определенной температуре и поэтому через данную величину выразим интенсивность испарения. Полагая, что для пара применимо основное уравнение молекулярно-кинетической теории газа получим

$$P_s = nkT e^{-\frac{L}{kT}}.$$

Тогда уравнение (2) можно переписать в виде:

$$W = \alpha P_s \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} = \alpha P_s \sqrt{\frac{\mu}{2\pi RT}} \quad (3)$$

Коэффициент конденсации α , определяет долю молекул, которые после удара о поверхность конденсируются.

Рассмотрим задачу определения ресурса магнитожидкостных узлов исходя из того, что интенсивности испарения дисперсионной среды известна. В сущности, требуется найти уравнение, описывающее зависимость содержания в магнитной жидкости дисперсионной фазы от времени.

Допустим, известен объем магнитной жидкости V заправляемой в механический узел и объемная концентрация ω_m магнитной твердой фазы в жидкости. В первом приближении будем полагать, что поверхность S магнитной жидкости приблизительно остается постоянной в процессе испарения. Вследствие больших радиусов кривизны поверхности жидкости, зависимостью от нее давления насыщенных паров не будем учитывать. Давление пара жидкости около поверхности примем равным нулю. Так же будем считать, что из-за невысокой скорости испарения жидкости температура поверхности не изменяется, а активные диффузионные процессы в жидкости позволяют поддерживать концентрацию молекул в приповерхностном слое в равновесном состоянии.

Дисперсные магнитные частицы в жидкости защищены слоем адсорбированных молекул ПАВ, которые ориентированы в основном по нормали к поверхности. Наличие адсорбционных слоев необходимо для исключения слипания частиц под действием магнитных и дисперсионных сил. В зависимости от применяемого ПАВ – стабилизатора магнитной жидкости эффективная длина Δ цепочки молекулы обычно лежит в диапазоне $1,7 \div 2,5$ нм. Если диаметр частиц d , то эффективный диаметр частиц $d + \Delta$ и тогда эффективную объемную концентрацию можно определить по формуле $\omega_s = \omega_m \left(1 + \frac{2\Delta}{d}\right)^3$. В рассматриваемом случае, объем твердой фазы V_s равный $V_s = V\omega_s$ остается постоянным независимо от времени испарения.

Полагая, что испарение происходит только с поверхности магнитной жидкости S_i , занятой дисперсионной средой, элементарный объем dV_i испарившейся жидкости можно представить так:

$$dV_i = \alpha \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} e^{-\frac{L}{kT}} S_i dt. \quad (4)$$

Используя известную связь между параметрами двухмерных и трехмерных структур полученную в [7]

$$\frac{S_l}{S} = \frac{V_l}{V_l + V\omega_s},$$

можно выражение (4) переписать в следующем виде удобном для дальнейшего интегрирования:

$$\left(\frac{V_l - V\omega_s}{V_l} \right) dV_l = \alpha \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} e^{-\frac{L}{kT}} S_l dt.$$

Пусть объем жидкой фазы изменяется от некоторого известного значения $V=V_{l1}(1-\omega_{ss})$ до конечного значения $V=V_{l2}(1-\omega_{sf})$, где ω_{ss} , ω_{sf} соответственно начальное и конечное значение объемной эффективной концентрации дисперсной фазы. После интегрирования получим выражение для времени в течение, которого объемная концентрация дисперсной фазы возрастает от $\omega_s=\omega_{ss}$ до ω_{sf} :

$$t = \frac{1}{\alpha S} \left[V(\omega_{sf} - \omega_{ss}) + V\omega_{ss} \ln \frac{1-\omega_{ss}}{1-\omega_{sf}} \right] \cdot \sqrt{\frac{2\pi m}{kT}} e^{\frac{L}{kT}}$$

или

$$t = \left[V(\omega_{sf} - \omega_{ss}) + V\omega_{ss} \ln \frac{1-\omega_{ss}}{1-\omega_{sf}} \right] \sqrt{2\pi\mu RT} \frac{\rho}{\alpha S \mu P_s}. \quad (5)$$

Из приведенных выше уравнений хорошо видно, что для продления времени нормального функционирования магнитной жидкости в магнитожидкостных узлах, нужно добиваться снижения температуры поверхности жидкости и свести к минимуму площадь свободной поверхность жидкости для уменьшения скорости испарения.

Уменьшить скорость потери массы магнитной жидкостью в вакууме можно посредством усиления обратной конденсации части испарившихся молекул. Для этого нужно, что бы давление пара P около поверхности было как можно ближе к давлению насыщенного пара P_s , поскольку скорость испарения пропорциональна разности давлений $P_s - P$. Технически реализовать такой подход не представляет трудностей, если, например, поместить магнитожидкостный узел в незамкнутую полость небольшого объема. Для этого в подшипниках и уплотнениях магнитную жидкость следует стремиться прикрывать шайбой с малым зазором между валом и корпусом устройства. Рассмотрим, как в этом случае следует вычислять скорость испарения.

Допустим, молекулы испарившейся жидкости попадают в полость, имеющую выходное отверстие площадью S_0 в стенке толщиной l , причем длина свободного пробега молекул пара λ при давлении P такая, что $\lambda \gg l$, $\sqrt{S_0}$. Скорость испарения дисперсионной среды равна:

$$W = \alpha \sqrt{\frac{\mu}{2\pi RT}} (P_s - P). \quad (6)$$

Определим неизвестную величину P , входящую в эту формулу. Давление в полости устанавливается постоянным за счет баланса между массовыми скоростями образования пара и вытекания пара через отверстие. Для принятых условий течение газа через отверстие происходит в режиме молекулярной эффузии. Легко показать, что скорость удаления пара будет равняться:

$$W' = \sqrt{\frac{\mu}{2\pi RT}} (P - P_0),$$

где P_0 давление пара вне полости. Вполне обоснованно можно принять $P_0 = 0$. Согласно закону сохранения массы, $W = W'$. Отсюда можно выразить неизвестное давление P :

$$P = \frac{P_s S_l}{S_l + S_0}.$$

Окончательно получим следующую формулу для скорости испарения дисперсионной среды магнитной жидкости:

$$W = \alpha \sqrt{\frac{\mu}{2\pi RT}} \left(P_s - \frac{P_s S_l}{S_l + S_0} \right). \quad (7)$$

Если, например, допустить, что $S_l \gg S_0$, тогда время, за которое объемная концентрация дисперсной фазы возрастает от ω_{ss} до ω_{sf} , будет равно:

$$t = \frac{V(\omega_{sf} - \omega_{ss})}{\alpha P_s S_0} \sqrt{\frac{2\pi RT}{\mu}}. \quad (9)$$

Для выполнения инженерных расчетов ресурса магнитожидкостных узлов необходимо выбрать критическое значения объемной концентрации дисперсной фазы, соответствующее значению ω_{sf} в формуле (5). Известно, что вязкость дисперсных систем начинает достаточно резко повышаться, когда объемная концентрация твердой фазы переходит через значение $\omega_s = 0,52$, соответствующее достаточно рыхлой кубической упаковке частиц. Значит, например, для магнитожидкостных узлов, в которых существуют жесткие ограничения по величине диссипативных сил или по тепловыделению, это значение концентрации можно принять в качестве критического ω_{sf} .

В качестве примера определим долговечность магнитожидкостного подшипника, скольжения способного функционировать в вакууме. Принципиальная конструктивная схема одного из типовых радиаль-

ных магнитожидкостных подшипников скольжения показана на рисунке. Подшипник состоит из втулки 1 выполненной из слабомагнитного материала, в которой имеется одна или две смазочных канавки 2 расположенных в ненагруженной зоне. К осесимметричному постоянному магниту 3 примыкают два магнитопровода 4. Область пространства между магнитопроводами и валом заполнено магнитной жидкостью (точнее, магнитным смазочным маслом) 5. При работе подшипника, магнитное масло по мере необходимости поступает по смазочным канавкам в зону трения и компенсирует его потери из-за вытекания из нагруженной зоны.

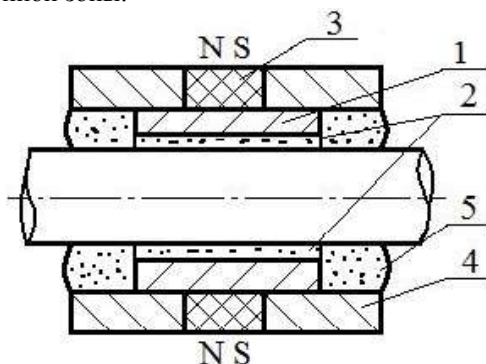


Рис. Радиальный магнитожидкостный подшипник скольжения

Выбраны следующие характерные основные размеры подшипника: внутренний диаметр втулки – 1 см, длина втулки – 1,5 см, диаметр смазочных канавок – 0,3 см. Подшипник заправляется жидкостью объемом $V = 2,4 \text{ см}^3$; свободная поверхность жидкости, обращенная в вакуум $S_1 = 4,68 \text{ см}^2$. В модифицированном варианте подшипника магнитная жидкость прикрыта тонкими шайбами с торцов подшипника таким образом, чтобы пары жидкости могли вытекать в вакуум только через зазор между валом и шайбой площадь которого $S_2 = S_0 = 6,4 \text{ мм}^2$. Подшипник работает на типовой магнитной жидкости с намагниченностью 25 кА/м, что соответствует содержанию магнитной фазы $\omega_m = 0,052$, а с учетом сольватных оболочек содержание твердой фазы возрастает до $\omega_s = 0,143$. Допустимое содержание дисперсной фазы после частичного испарения жидкости-носителя равнялось $\omega_{sf} = 0,52$.

Расчеты проводились применительно к реальным магнитным жидкостям, приготовленным на основе различных классов жидкостей - носителей с низким давлением насыщения паров и, следовательно, имеющих относительно низкую скорость испарения в вакууме. Некоторые

важные физико-химические характеристики дисперсионных сред магнитных жидкостей приведены в таблице.

Таблица.

Свойства жидкости - носителя и ресурс магнитожидкостного подшипника

Свойства		Жидкость-носитель	Углеводородная жидкость ВМ-1	Олигоэтилсилоксановая жидкость ПЭС-В-1	Олигоэтилсилоксановая жидкость ПЭС-5	Пефторполиэфир
P _s , Па	20°C		5·10 ⁻⁶	6·10 ⁻⁶	2·10 ⁻⁴	≈10 ⁻⁷
	100°C		2·10 ⁻¹	2·10 ⁻²	5·10 ⁻⁶	≈10 ⁻³
Вязкость, мм ² /с			65	30	≈350	≈500
Плотность, кг/м ³			880	970	1000	1900
Молярная масса, г/моль			350	800	1600	5000
Рабочая температура, °C			-15÷160	-100÷150	-50÷150	-40-÷200
Ресурс, годы	S ₁	20°C	2,5	1,3	3,5·10 ⁻²	8·10 ²
		100°C	7·10 ⁻⁵	5·10 ⁻⁴	5·10 ⁻⁵	9·10 ⁻³
	S ₂	20°C	1,9·10 ²	1,1·10 ²	2,6	6·10 ⁴
		100°C	5·10 ⁻³	4·10 ⁻²	4·10 ⁻³	0,6

Результаты расчетов ресурса подшипника работающих при различных объемных температурах и двух значениях площади открытой поверхности магнитной жидкости представлены в таблице. Видно, что ресурс подшипников достаточно высокий (десятки лет) при низкой температуре и небольшой свободной поверхности магнитной жидкости. С возрастанием поверхности магнитной жидкости и особенное температуры происходит резкое снижение ресурса.

Отсюда вытекает что, если правильно выбрать магнитную жидкость, использовать рациональную конструкцию трибоузла или любого другого магнитожидкостного механизма и добиться щадящего температурного режима работы, то испарение дисперсионной среды не будет ограничивать рациональный срок службы технического изделия. Когда по стоимости низколетучие жидкости недоступны, то следует рассмотреть возможность дозаправки или перезаправки магнитожидкостного узла магнитной жидкостью. В целом, можно утверждать, что стоящая перед конструкторами и учеными задача обеспечения десятилетнего срока службы магнитожидкостных трибоузлов космической техники является вполне разрешимой по критерию допустимой концентрации (вязкости) магнитной жидкости.

Таким образом, приведенные формулы (5, 9) с приемлемой для инженерных расчетов точностью позволяют оценить характерное время, по прошествии которого объемная концентрация дисперсной фазы возрастает до недопустимого значения из-за испарения дисперсионной среды. Это время, в виду технической специфики магнитожидкостных механизмов, как правило, определяет их ресурс. Анализ параметров, входящих в расчетные формулы позволяет более рационально подойти к выбору конструкции магнитожидкостных узлов и магнитной жидкости, чтобы достичь заданной ресурса работы без необоснованных финансовых затрат.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта № 14-08-97500).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Орлов, Д.В. Магнитные жидкости в машиностроении / Д.В. Орлов, Ю.О. Михалев, Н.К. Мышкин.: Машиностроение, 1993. 272 с.
2. Болотов, А.Н. Триботехника магнитопассивных опор скольжения: монография / А.Н. Болотов, В.Л. Хренов; Федеральное агентство по образованию. - Тверской гос. технический ун-т.: Тверь, 2008. 124 с.
3. Болотов, А.Н. Магнитожидкостные подшипники скольжения / А.Н. Болотов, В.В. Новиков, В.Г. Павлов // Трение и износ. 2004. Т. 26. № 3. С. 286 – 289.
4. Болотов, А.Н. Трение структурированной магнитной жидкости при скольжении по твердой поверхности / А.Н. Болотов, В.В. Новиков, О.О. Новикова // Трение и износ. 2006. Т. 27, N 4. С. 409-416.
5. Болотов, А.Н. Магнитное масло для узлов трения, работающих при граничной смазке / А.Н. Болотов, В.В. Новиков, О.О. Новикова // Трение и смазка в машинах и механизмах. 2011. № 9. С. 38 - 41.
6. Френкель, Я.И. Кинетическая теория жидкостей /Я.И. Френкель. М.: Издательство АН СССР, 1945. 424 с.
7. Салтыков, С.А. Стереометрическая металлография / С.А. Салтыков. М.: Металлургия, 1976. 270 с.
8. Урьев Н.Б. Макроскопические разрывы сплошности и слоистый характер течения структурированных дисперсий в сдвиговом потоке / Н.Б. Урьев // Физикохимия поверхности и защита материалов. 2012. Т. 48. № 6. С. 503-513.

ИССЛЕДОВАНИЕ СИЛЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КОЛЬЦЕВЫХ ПОСТОЯННЫХ МАГНИТОВ В МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ ДАТЧИКАХ УГЛА НАКЛОНА

Лагуткина Д.Ю., Сайкин М.С.

ФГБОУ ВПО «Ивановский государственный энергетический университет им. В.И. Ленина», г. Иваново, Российская Федерация
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34. Факс: (4932) 41-60-10;
E-mail: Lagutkina_D@mail.ru, saikinms@mail.ru

Аннотация: Проведены экспериментальные и расчётные исследования по определению силы взаимодействия между кольцевыми постоянными магнитами в магнитожидкостных датчиках угла наклона. Разработан и изготовлен специальный стенд. Получены экспериментальные и расчётные зависимости по определению силы взаимодействия между постоянными магнитами для различных материалов и размеров постоянных магнитов.

Ключевые слова: магнитожидкостный датчик, чувствительный элемент, магнитная жидкость, постоянный магнит, сила взаимодействия между магнитами.

STUDY OF POWER INTERACTION ANNULAR PERMANENT MAGNETS IN MAGNETIC-DAT-CHIKAH ANGLE

Lagutkina D.Y., Saykin M.S.

VPO "Ivanovo State Power Uni-tete them. IN AND. Lenin ",
Ivanovo, Russian Federation, 153003, Ivanovo, ul. Rabfakovskaya, 34.
E-mail: Lagutkina_D@mail.ru, saikinms@mail.ru

Annotation: Realization experimental and calculation investigation of determine force interaction between ring permanent magnet in the magnetic fluid sensors of angle. Development and production special test bench. Receive experimental and calculation dependence on determine force interaction between permanent magnet of different material and size permanent magnet.

Key words: magnetic fluid sensor of angle, sensor element, magnetic fluid, permanent magnet, force interaction between magnet.



ЛАГУТКИНА Дарья Юрьевна закончила магистратуру ИГЭУ в 2015 году с присвоением степени магистра технических наук. В настоящее время аспирантка 1 курса кафедры ТОЭЭ Ивановского государственного энергетического университета им. В.И.Ленина. Имеет 40 публикаций, в том числе 3 статьи в журналах, рекомендованных ВАК 1 статью в зарубежном издании, 5 патентов на полезные модели.



САЙКИН Михаил Сергеевич закончил электромеханический факультет Ивановского энергетического института им. В.И. Ленина по специальности «Электрические машины» в 1979 году. С 1980 по 2000 год работал в Специальном конструкторско-технологическом бюро «Полус». В 1998 году в МЭИ (ТУ) защитил кандидатскую диссертацию на тему: «Разработка и исследование электромеханических магнитожидкостных герметизаторов специального технологического оборудования». Научный руководитель – Заслуженный деятель науки и техники, д.т.н., проф. Щелькалов Юрий Яковлевич, научный консультант - д.т.н., проф. Казаков Юрий Борисович. Имеет 160 публикаций, в том числе 48 статей и 45 разработок, защищённых охранными документами. С 2000 является доцентом кафедры теоретических основ электротехники и электротехнологий, «Заслуженный изобретатель России».

Магнитожидкостный датчик угла наклона (МЖДУН) осуществляет преобразование вида энергии сигнала (механической величины угла наклона), идущего от объекта, в другой вид, удобный для передачи информации в пространстве и хранения её в течение определенного времени. Физические принципы, лежащие в основе датчиков угла наклона должны удовлетворять требованиям быстродействия, точности и компактности технического устройства.

В разработанных конструкциях МЖДУН [1-5] используются кольцевые постоянные магниты. Благодаря применению кольцевых магнитов и магнитопроводной втулки со сквозным отверстием, повышается быстродействие датчика, что связано со снижением сопротивления движению чувствительного элемента за счёт отсутствия перепада давлений действующего на него.

Конструкция одного из таких датчиков представлена на рис. 1.

Датчик состоит из корпуса 1, изготовленного в виде полой цилиндрической трубки, из немагнитопроводного материала, по обеим сторонам которого расположены две измерительных обмотки 2 и две торцевые крышки 3 с отверстиями, в которых установлены центрирующие кольцевые постоянные магниты 4. Внутри корпуса расположен чувствительный элемент, состоящий из двух кольцевых постоянных магнитов 5, между внутренними торцевыми поверхностями которых расположена магнитопроводная втулка 6 со сквозным отверстием. Центрирующие кольцевые магниты 4 направлены одноименными по-

люсами к кольцевым постоянным магнитам 5 чувствительного элемента. В цилиндрическом зазоре, образованном кольцевыми постоянными магнитами 5 и внутренней поверхностью корпуса 1 находится магнитная жидкость (МЖ) 7. Диапазон измеряемых углов датчика можно регулировать за счёт перемещения торцевых крышек 3 с центрирующими магнитами 4 вдоль корпуса датчика 1.

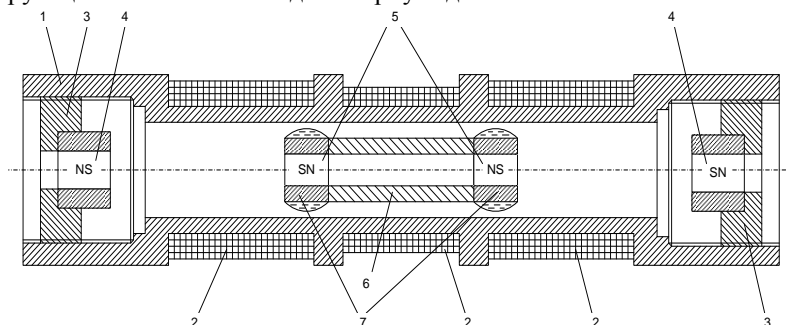


Рис. 1. Конструкция магнитожидкостного датчика с кольцевыми постоянными магнитами

Целью работы является экспериментальное и расчётное определение силы взаимодействия между магнитами чувствительного элемента датчика и центрирующими магнитами.

Для проведения исследований были выбраны "закритические" магниты, характеристики которых приведены в таблице [6,7].

Таблица.

Энергетические характеристики исследуемых редкоземельных магнитов

Марка магнита	Остаточная индукция, Вг, Тл (не менее)	Коэрцитивная сила по индукции, H_c , кА/м (не менее)	Коэрцитивная сила по намагниченности, $j H_c$, кА/м (не менее)	Максимальное энергетическое произведение, $(B \cdot H)_{max}$, кДж/м ³ (не менее)
Ч36Р	0,82	480	624	128
КС-37	0,77	540	1273	128

Для исследования силы взаимодействия между постоянными магнитами был разработан и изготовлен экспериментальный стенд, эскиз которой представлен на рис. 2. Внешний вид стенда представлен на рис. 3.

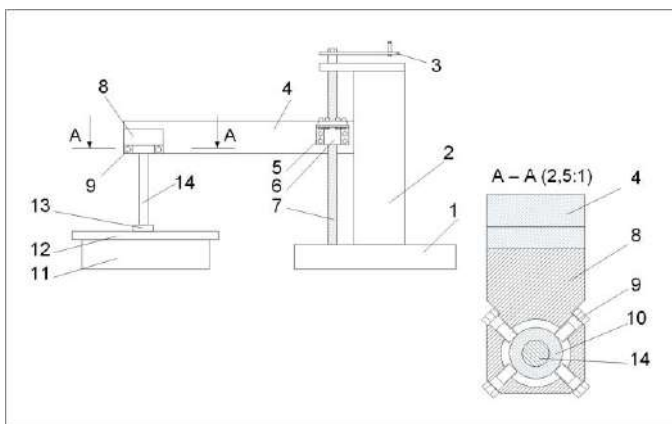


Рис. 2. Экспериментальный стенд для определения силы взаимодействия между постоянными магнитами

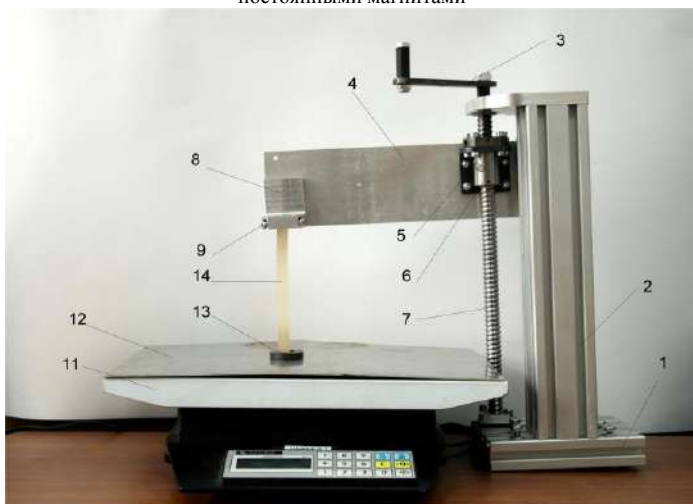


Рис. 3. Общий вид экспериментального стенда

Экспериментальный стенд состоит из двух частей, одна из которых представляет собой статическую платформу 1, с механическим приводом 2, который имеет регулировочную ручку 3. Консоль 4 крепится к механическому приводу посредством прямоугольной площадки 5, с подшипником 6, расположенном на направляющей 7. На внешнем крае консоли установлена деталь 8, имеющая круглое отверстие, в котором с помощью немагнитных винтов 9 фиксируются постоянный

магнит 10. Вторая часть стенда включает в себя электронные весы 11 высокого класса точности с немагнитопроводным столом 12, предназначенным для установки постоянного магнита 13. Фиксация магнитов 10 и 13 вдоль одной оси симметрии достигается использованием направляющих, выполненных в форме немагнитного стержня 14 для кольцевых магнитов или в форме частей полого цилиндра 15 (на рисунке не показаны) для дисковых магнитов.

Методика эксперимента по определению силы взаимодействия между постоянными магнитами состоит в следующем.

Два постоянных магнита одинаковых размеров и формы, располагаются друг по отношению к другу одноименными полюсами. Один из магнитов 10 крепится в круглое отверстие детали 8 и закрепляется в нём с помощью немагнитных винтов 9. Предварительно определяется вес второго магнита 13 без внешнего воздействия со стороны магнита 10. Установка магнитов контролируется с помощью направляющих. При вращении регулировочной ручки 3 механического привода 2 изменяется расстояние между магнитами 10 и 13. Его величина измеряется с помощью линейки. По показаниям электронных весов 11 определяется увеличение массы второго магнита 13. Разность полученного значения и первоначального веса магнита есть величина силы взаимодействия между постоянными магнитами 10 и 13.

В ходе экспериментальных исследований по определению силы взаимодействия между постоянными магнитами рассматривались кольцевые магниты размерами $K12 \times 8 \times 2$, $K15 \times 10 \times 5$ марки КС-37 с величиной остаточной индукции 0,77 Тл и коэрцитивной силой 540 кА/м, и кольцевые магниты размерами $K9 \times 5 \times 2$ марки Ч36Р с величиной остаточной индукции 0,82 Тл и коэрцитивной силой 480 кА/м.

Эксперимент проводился при равномерном дублировании, с числом параллельных опытов $n=4$.

На основании вышеизложенной методики выполнены экспериментальные исследования силы взаимодействия между кольцевыми постоянными магнитами. Результаты экспериментальных исследований приведены на ри. 4.

Проведено сравнение экспериментальных и расчётных данных, полученных по аналитической зависимости для кольцевых постоянных магнитов [8].

$$F_z = -\frac{\mu_0 \cdot M_1 \cdot M_2 \cdot \pi \cdot (R_2^2 - r_2^2)}{2} \left[\frac{\frac{z + h_1 + h_2}{\sqrt{(R_1^2 - r_1^2) + (z + h_1 + h_2)^2}} - \frac{z + h_1}{\sqrt{(R_1^2 - r_1^2) + (z + h_1)^2}}}{-\frac{z + h_2}{\sqrt{(R_1^2 - r_1^2) + (z + h_2)^2}} + \frac{z}{\sqrt{(R_1^2 - r_1^2) + z^2}}} \right],$$

где M_1, M_2 – намагниченности магнитов; R_1, R_2, r_1, r_2 – внешние и внутренние радиусы магнитов соответственно, м; h_1, h_2 – высота магнитов, м; z – расстояние между магнитами, м.

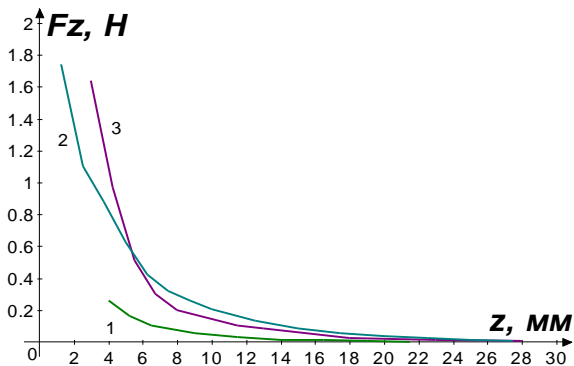


Рис. 4. Экспериментальные зависимости силы взаимодействия между постоянными магнитами. 1 – магниты ЧЗ6Р размерами $K9 \times 5 \times 2$; 2 – магниты КС-37 размерами $K15 \times 10 \times 5$; 3 – магниты КС-37 размерами $K12 \times 8 \times 2$

На рис. 5 представлены экспериментальная и расчётная зависимости силы взаимодействия между постоянными магнитами в зависимости от расстояния между ними.

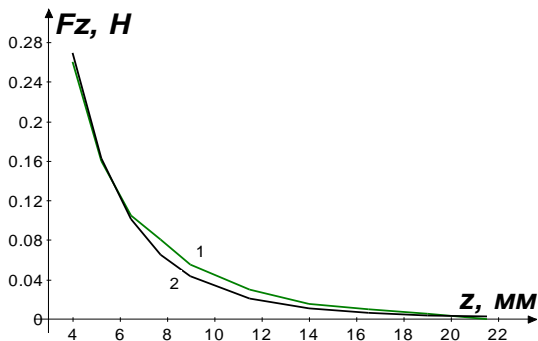


Рис. 5. Экспериментальная 1 и расчётная 2 зависимости силы взаимодействия между постоянными магнитами от расстояния между ними

Заключение

На основе анализа результатов экспериментальных и расчётных исследований найдена величина относительной погрешности, которая находится в пределах от 5 до 20%. Большее значение погрешности соответствует магниту, имеющему меньшую площадь кольца. Полученная погрешность может быть вызвана некоторым разбросом характеристик реальных постоянных магнитов, которые отличаются от значений, взятых из технических условий на постоянные магниты, а также неточностями при измерении расстояния между магнитами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сайкин М.С., Морозова Д.Ю. Магнитожидкостное устройство для определения угла наклона. Патент на полезную модель №113349 МПК G01C 9/00, Приоритет от 18.10.2011, опубл. 10.02.2012, Бюл. №4.
2. Сайкин М.С., Морозова Д.Ю. Магнитожидкостное устройство для определения угла наклона. Патент на полезную модель №140588 МПК G01C 9/20, Приоритет от 19.12.2013, опубл. 10.05.2014, Бюл. №13.
3. Сайкин М.С., Морозова Д.Ю. Магнитожидкостное устройство для определения угла наклона. Патент на полезную модель №126451 МПК G01C 9/20, Приоритет от 20.03.2012, опубл. 27.03.2013, Бюл. №9.
4. Сайкин М.С., Морозова Д.Ю. Магнитожидкостное устройство для определения угла наклона. Патент на полезную модель №158774 МПК G01C 9/00 (2001.01), Приоритет от 27.05.2015, опубл. 20.01.2016, Бюл. №2.
5. Сайкин М.С., Морозова Д.Ю. Магнитожидкостное устройство для определения угла наклона. Патент на полезную модель №128318 МПК G01C 9/20, Приоритет от 06.12.2012, опубл. 20.05.2013, Бюл. №14.
6. ТУ 6391-005-55177547-2008
7. ТУ 6391-002-55177547-2005
8. Буль Б.К., Гаврилов Г.Г., Красных А.А., Расчет силы отталкивания кольцевых аксиально намагниченных постоянных магнитов. -Тр./Мо ск.э нерг.ин-т,1981,вып.546,с.76-84.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТРИБОЛОГИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ ГЕРМЕТИЗАТОРОВ

Власов А.М., Полетаев В.А., Пахолкова Т.А.
ФГБОУВПО "Ивановский государственный энергетический
университет имени В.И. Ленина"
г. Иваново, Российская Федерация, E-mail: poletaev@tam.ispu.ru

Аннотация: В процессе работы магнитножидкостного герметизатора в слое магнитной жидкости возникают силы внутреннего трения, которые приводят к потерям энергии на их преодоление. Величина сил трения зависит от площади контакта магнитной жидкости с деталями магнитножидкостного герметизатора, градиента скорости, а также от вязкости магнитной жидкости. Выделяемая при трении энергия идёт на нагрев узлов магнитножидкостного герметизатора. Проведено исследование процесса нагрева поверхности полюсов в результате воздействия тепловой энергии, выделяемой в процессе внутреннего трения, возникающего в слое магнитной жидкости. Была получена общая картина распределения температур в поперечном сечении полюса, которая была сопоставлена с результатами эксперимента, проведённого с использованием установки для определения влияния температуры в рабочем зазоре на момент трения магнитножидкостных уплотнений.

Ключевые слова: температура, программа ANSYS, охлаждение, магнитножидкостное уплотнение

STUDY OF TRIBOLOGICAL CHARACTERISTICS OF THE MAGNETIC FLUID SEALS

Vlasov A.M., Poletaev V.A., Paholkova T.A.
Ivanovo State Power Engineering University, Ivanovo, Russian Federation
E-mail: poletaev@tam.ispu.ru

Abstract: In the process of magnetic fluid seal in a layer of magnetic fluid internal friction forces arise which lead to the loss of energy on overcoming them. The magnitude of the friction forces depends on the contact area of the magnetic fluid with the items magnetic fluid seal, velocity gradient, and the viscosity of the magnetic fluid. Released by friction energy goes to heating unit's magnetic fluid seal. A study of the process of heating the surface of the pole as a result of exposure to thermal energy released in the process of internal friction arising in a layer of magnetic fluid. The overall picture of the temperature distribution was obtained in the cross section the pole, which was compared with the results of an experiment conducted by using an apparatus for determining the effect of temperature in the working gap at the moment of friction of magnetic fluid seals.

Keywords: temperature, the program ANSYS, cooling, magnetic fluid seal.



ПОЛЕТАЕВ Владимир Алексеевич окончил Ивановский энергетический институт в 1976 г. В 1997 г. защитил докторскую диссертацию. Опубликовал более 250 трудов. Доктор технических наук, профессор кафедры Технологии машиностроения ИГЭУ.



ВЛАСОВ Алексей Михайлович окончил Ивановский Государственный Энергетический Университет в 2012 г. Ассистент кафедры Технология машиностроения ИГЭУ. Имеет 10 научных публикаций.



ПАХОЛКОВА Татьяна Александровна окончила Ивановский энергетический институт в 1988 г. Доцент кафедры Конструирования и графики ИГЭУ. Имеет 20 научных публикаций.

В процессе работы магнитожидкостного герметизатора в нём выделяется тепловая энергия за счёт вязкостного трения слоев магнитной жидкости (МЖ). Нагрев МЖ существенно влияет на работоспособность герметизатора. За счет нагрева ухудшаются магнитные свойства жидкости и могут возникать течения под зубцами полюса. Представляется, что жидкость течет из зазора по валу в межзубцовое пространство, а под действием магнитных сил более холодная МЖ по поверхности полюса затягивается в зазор к вершине зубца. Удерживаемый перепад давлений определяется не средней температурой жидкости, а более высоким ее значением под зубцом полюса. Этот процесс термомагнитной конвекции будет усиливать возможность образования винтовых вихрей в межзубцовом пространстве. Эти явления оказывают влияние и на поверхностные процессы. Известно, что МЖ в магнитном поле приобретают определенную структуру. Упорядоченность ферромагнитных частиц должна снизить эффект влияния температурных перепадов на возникновение конвективных течений, что и проявляется в практике магнитожидкостных уплотнений. В рабочем зазоре уплотнения магнитные силы велики по сравнению со всеми другими силами, структурированное состояние нарушается только в очень узкой области зазора и при значительных градиентах сдвига. Поэтому следует ожидать отсутствия ярко выраженных термомагнитных конвективных явлений. Однако при создании тяжело нагруженных уплотнений: большие линейные скорости и магнитные поля, высокие температуры, плохая теплоотдача – в рабочем зазоре могут создаваться тем-

пературы, существенно влияющие на свойства МЖ и её поведение в зазоре герметизатора.

Программный комплекс ANSYS относится к числу лидеров в области CAE-продуктов конечно-элементного анализа и имеет почти сорокалетний опыт в решении прикладных задач численными методами. Первая версия ANSYS, вышедшая в 1970 году позволяла проводить расчёты напряженно-деформированного состояния конструкций и тепловые расчеты в стационарной постановке, с тех пор возможности программы выросли многократно. Основным направлением развития программного кода ANSYS, определенным его основателем профессором Джоном Свонсоном (John Swanson), стала реализация междисциплинарных инженерных расчетов. Это во многом определило политику развития компании ANSYS, Inc., и в настоящее время программный комплекс ANSYS охватывает практически все виды инженерного анализа: от механики деформируемого твердого тела и теплового анализа до гидрогазодинамики и анализа процессов горения, взрыва, тепломассообмена и фазовых переходов, электродинамики.

С помощью программы ANSYS можно выполнить тепловой анализ для следующих задач: стационарная теплопроводность; неустановившийся температурный режим; расчет температурных напряжений и деформаций.

Для исследования влияния температуры на изменение моментов трения в рабочем зазоре магнитно-жидкостных уплотнений была спроектирована и изготовлена установка (рис.1).

Магнитная жидкость размещается с равномерным рабочим зазором с однородным магнитным полем между сменными полюсами 4 и сменной втулкой 9. Источником магнитного поля являются цилиндрические постоянные магниты 6, равномерно размещенные по окружности между полюсными приставками. Вал приводится в движение электродвигателем с регулируемой скоростью вращения. Момент трения, создаваемый магнитной жидкостью и опорными подшипниками, передается на магнитную систему устройства и измеряется электронными весами 14.

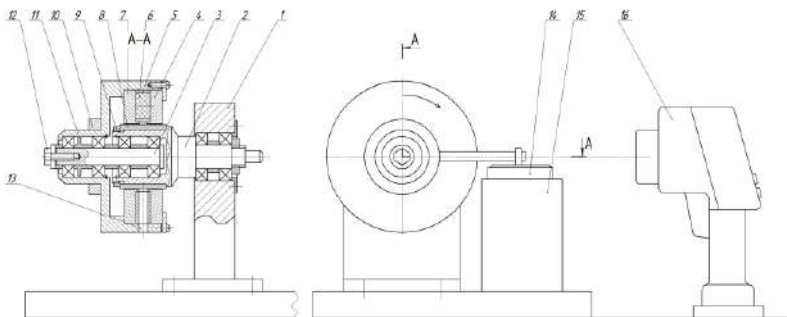


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – стойка; 2 – подвижный вал; 3 – неподвижный вал; 4 – съемный полюс; 5 – диск (обойма); 6 – магнит; 7 – съемный полюс; 8 – сменная втулка; 9 – гайка; 10 – хомут; 11 – корпус; 12 – болт; 13 – отверстие для измерения температуры; 14 – весы; 15 – стойка; 16 – тепловизор

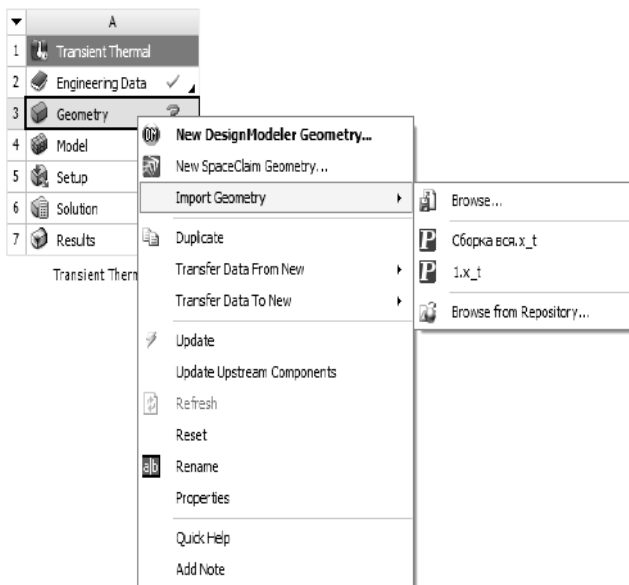


Рис.2. Добавление расчетной CAD модели

Сменные втулки вала 9 выполнены из стали 3. Температура на поверхности сменной втулки 8 измеряется через отверстие 13 при помощи тепловизора 16 [1]. Тепловизор – устройство, позволяющее визуализировать картину теплового излучения наблюдаемого объекта. Это

открывает ряд уникальных возможностей для разных сфер деятельности: точных измерений, контроля технологических процессов, и конечно – обеспечения безопасности. Принцип действия современных тепловизоров основан на способности некоторых материалов фиксировать излучение в инфракрасном диапазоне. В данной работе для проведения исследований использовался тепловизор Testo 882. Это модель с размером матрицы 320x240 пикселей и температурной чувствительностью < 50 мК.

В процессе работы уплотнение нагревается до 60 °С. Для решения задачи распределения температуры приняты условия: начальная температура нагрева уплотнения 60 °С; температура окружающей среды 22 °С; время охлаждения 30 минут.

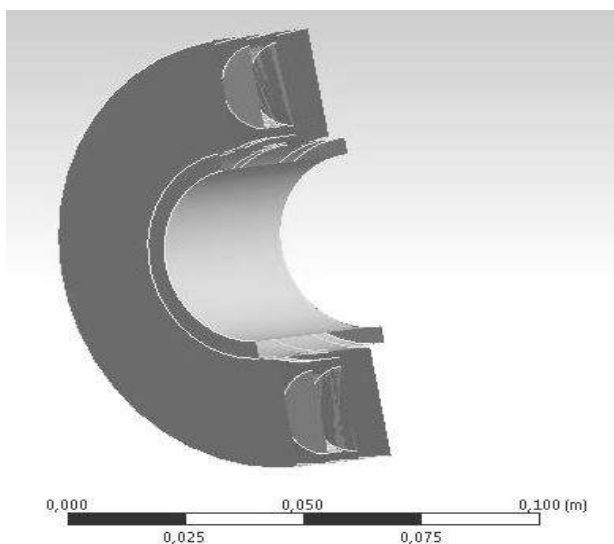


Рис. 3. Геометрическая модель уплотнения

Порядок действий:

1. Запустить *ANSYS Workbench*.
 2. Выбрать тип решателя. Добавить в рабочую область проекта блок *Transient Thermal*.
 3. В *Engineering Data* из базы данных материалов добавить в расчет необходимые данные.
 4. Загрузить геометрической моделью уплотнения, заранее созданную в САД системе «КОМПАС 3D». (Рис.2).
- Загруженная геометрическая модель представлена на рис.3.

5. Зайти в *Geometry* и выбрать для каждой детали сборки тип элемента Fluid (жидкий) или Solid (твердый) (рис. 4а).

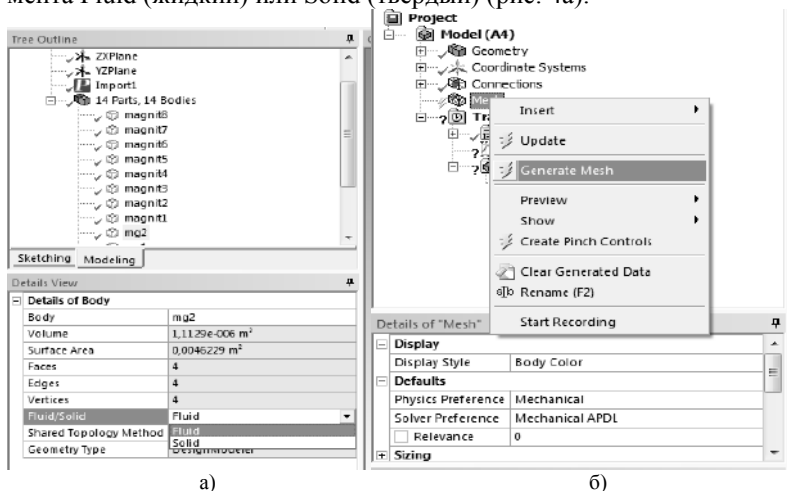


Рис. 4. а) – выбор типа элемента; б) – генерирование конечно-элементной сетки

6. Приступить к созданию конечно-элементной модели. Зайти в ячейку *Model*. Откроется приложение *Mechanical*. Выбрать ветку *Geometry* – *Solid* и завести данные по материалам деталей. Далее через ветку *Mesh* задать параметры конечно-элементной модели. Затем вызвать контекстное меню ветки *Mesh* и пункт *GenerateMesh* (Создать сетку) (Рис. 3б). При этом будет создана конечно-элементная модель уплотнения (Рис. 5а)

7. Далее задать начальные условия для расчета. В *InitialTemperature* установить начальную температуру уплотнения равной 60°C (Рис. 5б).

8. Затем в *AnalysisSettings* определить последовательность расчета. В свойствах *AnalysisSettings* отключить автоматический выбор шага расчета (*AutoTimeStepping*), а время окончания расчета установить в 1800 с; шаг расчета 180 с (Рис. 6а).

9. Далее задать параметры теплообмена уплотнения с окружающей средой. Добавить тепловое воздействие типа конвекция (*Convection*). В свойстве *Geometry* ветки *Convection* определить область уплотнения, на которое происходит тепловое воздействие. Также задать температуру окружающей среды 22 °C и коэффициент теплопередачи (*Film Coefficient*).

10. В *Solution* добавить расчетный параметр *Temperature* (температура) и выбрать *Solve* с целью начала расчета задачи.

11. После вычисления получен результат (рис. 6б.).

The image shows two parts of the ANSYS software interface. Part (a) shows the 'Project' tree with 'Transient Thermal (B5)' selected, and the 'Details of "Initial Temperature"' panel. Part (b) shows the 'Details of "Analysis Settings"' panel.

Details of "Initial Temperature"

Definition	
Initial Temperature	Uniform Temperature
Initial Temperature Value	60, °C

Details of "Analysis Settings"

Step Controls	
Number Of Steps	1,
Current Step Number	1,
Step End Time	1800, s
Auto Time Stepping	Off
Define By	Time
Time Step	180, s
Time Integration	On
Solver Controls	
Solver Type	Program Controlled
Radiosity Controls	
Nonlinear Controls	

Рис. 5. а) – задание начальной температуры; б) – задание условий моделирования

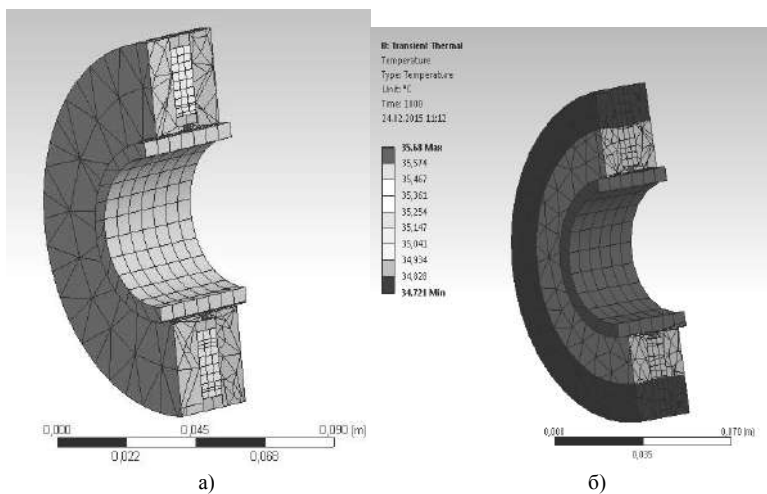


Рис. 6. а) – конечно-элементная модель уплотнения; б) – температурное поле

Выводы

Получение общей картины распределения температуры позволяет более подробно проанализировать процессы происходящие в магнитожидкостном герметизаторе при его эксплуатации, а также оптимизировать его конструкцию [2]

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Полетаев, В.А.**, Пахолкова Т.А., Власов А.М. Установка для исследования величины рабочего зазора на момент трения магнитожидкостных устройств / В.А. Полетаев, Т.А. Пахолкова, А.М. Власов. // Трение и смазка в машинах и механизмах. 2013- № 9. С.29-31.
2. **Полетаев В.А.**, Перминов С.М., Пахолкова Т.А. Влияние рабочего зазора на момент трения магнитожидкостных устройств / В.А. Полетаев, С.М. Перминов, Т.А. Пахолкова, //Трение и смазка в машинах и механизмах. – Москва. – М.: «Машиностроение». – 2013. – № 11. – С.3-6

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФАКТИЧЕСКОЙ ПЛОЩАДИ КОНТАКТА В ПОДШИПНИКАХ СКОЛЬЖЕНИЯ ПРИ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ СМАЗКЕ

Поletaев В.А., Власов А.М., Пахолкова Т.А.

ФГБОУВПО "Ивановский государственный энергетический
университет имени В.И. Ленина", г. Иваново, Российская Федерация,
E-mail: poletaev@tam.ispu.ru

Аннотация: Предложена формула для расчета фактической площади контакта в рабочих зазорах подшипников скольжения и магнитожидкостных устройств с прослойкой из ферромагнитной жидкости, а также и для определения момента трения.

Ключевые слова: фактическая площадь контакта, магнитожидкостное устройство, ферромагнитная жидкость.

THE DETERMINATION OF THE ACTUAL CONTACT AREA IN SLIDING BEARINGS WITH HYDRODYNAMIC LUBRICATION

Poletaev V.A., Vlasov A.M., Paholkova T.A.

Ivanovo State Power Engineering University, Ivanovo, Russian Federation
E-mail: poletaev@tam.ispu.ru

Abstract: The formula to calculate the actual contact area in the working gap of the sliding bearing and a magnetic fluid device with a layer of ferrofluid, and also to determine the friction torque

Key words: actual area of contact, the ferrofluid-based device, a ferromagnetic fluid.



ПОЛЕТАЕВ Владимир Алексеевич окончил Ивановский энергетический институт в 1976 г. В 1997 г. защитил докторскую диссертацию. Опубликовал более 250 трудов. Доктор технических наук, профессор кафедры Технологии машиностроения ИГЭУ.



ВЛАСОВ Алексей Михайлович окончил Ивановский Государственный Энергетический Университет в 2012 г. Ассистент кафедры Технология машиностроения ИГЭУ. Имеет 10 научных публикаций.



ПАХОЛКОВА Татьяна Александровна окончила Ивановский энергетический институт в 1988 г. Доцент кафедры Конструирования и графики ИГЭУ. Имеет 20 научных публикаций.

В подшипниках скольжения между валом и втулкой возникают силы трения скольжения, которые стараются максимально уменьшить, чтобы снизить непроизводительные затраты энергии и износ взаимодействующих деталей. Для этой цели в опорах скольжения применяют смазочные материалы (ферромагнитные жидкости). В зависимости от конструкционных и эксплуатационных параметров в подшипниках скольжения могут создаваться режимы для гидродинамической или газодинамической смазки. Поэтому подшипники скольжения принято разделять на подшипники, работающие в режимах газодинамической, гидродинамической (жидкостной), полужидкостной и граничной смазок.

В условиях жидкостной (гидродинамической) смазки между поверхностями трения взаимодействующих деталей возникает зазор, превышающий сумму максимальных высот микронеровностей и волн этих поверхностей. Подшипники скольжения со смазочной магнитной жидкостью, как правило, просты по устройству.

Из-за различия в размерах вала и втулки между ними имеется радиальный зазор (рис.1), заполненный ферромагнитной жидкостью:

$$\varepsilon = r_1 - R, \quad (1)$$

где r_1 – внутренний радиус втулки; R – радиус вала.

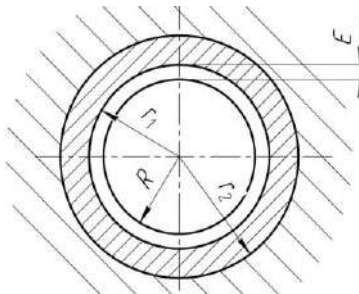


Рис. 1. Схема подшипника скольжения

Основной их элемент – магниты, удерживающие магнитную жидкость в зоне трения. Число и расположение магнитов зависит от условий работы подшипникового узла. В отличие от обычных смазочных материалов смазочные магнитные жидкости обладают магнитной восприим-

чивостью и подвергаются действию наложенного на них магнитного поля: удерживаются в нем или перемещаются в зону большей напряженности. В связи с этим действие смазочных магнитных жидкостей зависит не только от их собственных смазочных свойств, но и от условий, определяемых наложенным магнитным полем. Под его действием магнитные жидкости интенсивно проникают на поверхности контакта в зоне трения и образуют там смазочные слои и пленки. Толщина слоя смазочной магнитной жидкости зависит от условий контакта и может достигать нескольких миллиметров. При этом в узлах трения и опорах подвижных соединений могут создаваться условия жидкостной смазки даже при малых скоростях взаимных перемещений и в состоянии покоя, когда гидродинамический эффект не возникает. Условия жидкостной смазки характеризуются наличием сплошного несущего смазочного слоя, воспринимающего всю внешнюю нагрузку в подвижном соединении.

Момент трения в этих условиях определяется толщиной слоя и вязкостью магнитной жидкости, величинами волн и шероховатости поверхности вала и внутренней поверхности втулки, температурой в рабочем зазоре, а изнашивание контактирующих поверхностей здесь практически исключается.

Наибольшее распространение в теории контактирования и износа получили сферическая модель, разработанная И.В. Крагельским и Н.Б. Демкиным, и эллипсоидная модель, разработанная Э.В. Рыжовым. Волны могут образовываться на поверхности детали в двух взаимно перпендикулярных направлениях, причем для продольной волнистости имеют место большие значения параметров волнистости, чем для поперечной.

Итак, моделируем отдельные микронеровности шероховатой металлической поверхности в виде сферических сегментов, а волны – в виде эллипсоидов. Рассмотрим вначале контакт абсолютно твердой шероховатой поверхности с гладкой упругой плоскостью. Шероховатая поверхность моделируется в виде набора сферических выступов радиуса R , закон распределения вершин которых по высоте задается степенной функцией [1]

$$\varphi = \frac{n_r}{n_a} = C \cdot \varepsilon^x, \quad (2)$$

где Φ – отношение числа контактирующих выступов n_r к числу выступов поверхности n_a .

$$\varepsilon = \frac{d}{R_{\max}}, \quad (3)$$

где d – сближение, равное внедрению наиболее высокого выступа шероховатой поверхности в упругую плоскость; R_{\max} – максимальная высота выступов; C и X – константы.

Сближение отдельного выступа с упругой плоскостью (магнитной жидкостью) может быть вычислено по формуле:

$$d_i = \frac{0,66 \cdot P_1^{2/3} (1 - \mu^2)^{2/3}}{E^{2/3} \cdot R^{1/3}}, \quad (4)$$

где E – модуль упругости гладкой упругой плоскости (магнитной жидкости); P_1 – нагрузка на единичный выступ; μ – коэффициент Пуассона; R – радиус сферических выступов.

Нагрузка, воспринимаемая единичным выступом при относительной деформации, ε_i равна:

$$P_1 = K_1 \cdot \varepsilon_i^{3/2} = K_1 (\varepsilon_i - \varepsilon)^{3/2}; \quad (5)$$

$$K_1 = \frac{1,86}{1 - \mu^2} \cdot E \cdot R^{1/2} R_{\max}^{3/2} \quad (6)$$

Полная нагрузка, приложенная к поверхности, будет равна:

$$P = \sum P_1 = \int_0^{n_r} dn_r = \int_0^{\varepsilon_1} K_1 \cdot n_a \cdot C \cdot X (\varepsilon_1 - \varepsilon)^{3/2} \cdot d\varepsilon \quad (7)$$

$$\text{где } dn_r = n_a \cdot C \cdot X \cdot \varepsilon^{X-1} \cdot d\varepsilon.$$

Произведя интегрирование и выражая ε получим

$$\varepsilon = \left(\frac{P}{K_2 \cdot K_1 \cdot n_a \cdot C} \right)^{\frac{2}{2X+3}} \quad (8)$$

где K_2 – коэффициент, зависящий от X .

Или, подставляя значение K_1 , получим

$$\varepsilon = \left[\frac{(1 - \mu^2) P}{K_2 \cdot 1,86 \cdot E \cdot R^{1/2} \cdot R_{\max}^{3/2} \cdot n_a} \right]^{\frac{2}{2X+3}} = \left[0,53 \frac{(1 - \mu^2) P}{K_2 \cdot n_a \cdot C \cdot E \cdot R^{1/2} \cdot R_{\max}^{3/2}} \right]^{\frac{2}{2X+3}} \cdot P^{\frac{2}{2X+3}} \quad (9)$$

Площадь фактического контакта двух поверхностей можно определить, пользуясь кривой опорной поверхности [2].

Начальную часть кривой опорной поверхности можно описать уравнением вида:

$$\eta_l = \frac{A_r}{A_a} = \frac{1}{2} b \cdot \varepsilon^v \quad (10)$$

где A_r – фактическая площадь контакта; A_a – номинальная площадь контакта; b и v – константы, характеризующие опорную кривую.

Согласно формулам Герца площадь единичного выступа пропорциональна его сближению, т.е. $A_i = \pi \cdot R \cdot d_i$ или

$$A_i = A' \frac{d_i}{d} = A' \frac{R_{\max}}{D} \cdot \varepsilon,$$

где A' – площадь контакта самого высокого выступа при сближении d .

Тогда

$$A_r = \int_0^{n_r} A_i \cdot dn_r = \frac{A' \cdot R_{\max} \cdot n_a \cdot C \cdot x}{d} \int_0^{\varepsilon} \varepsilon^{x-1} (\varepsilon_1 - \varepsilon) d\varepsilon = \frac{\pi \cdot R \cdot R_{\max} \cdot n_a \cdot C}{x+1} \quad (11)$$

Из формулы (5) имеем

$$A_r = \frac{1}{2} A_a \cdot b \cdot \varepsilon^v \quad (12)$$

.Сравнивая (11) и (12) найдем

$$C = \frac{A_a \cdot b \cdot V}{2 \cdot \pi \cdot R \cdot R_{\max} \cdot n_a} \quad (13)$$

Подставляя (7), (9) и (10) в (12) получим

$$\begin{aligned} \eta_l = \frac{A_r}{A_a} &= \left(\frac{b^{\frac{2V+1}{2V}} \cdot 0,53(1-\mu^2) 2 \cdot \pi \cdot R^{1/2}}{K_2 \cdot b \cdot V \cdot 2^{\frac{2V+1}{2V}} \cdot R_{\max}^{1/2}} \right)^{\frac{2V}{2V+1}} \cdot \left(\frac{P}{A_a \cdot E} \right)^{\frac{2V}{2V+1}} = \\ &= \left(\frac{\frac{1}{b^{\frac{1}{2V}} \cdot 0,53(1-\mu^2) \pi \cdot R^{1/2}}}{K_2 \cdot V \cdot 2^{\frac{1}{2V}} \cdot R_{\max}^{1/2}} \right)^{\frac{2V}{2V+1}} \cdot \left(\frac{q}{E} \right)^{\frac{2V}{2V+1}}. \end{aligned} \quad (14)$$

где q – номинальное удельное давление; R – радиус закругления выступов; R_{\max} – максимальная высота неровностей; E – модуль упругости МЖ.

Формула (14) относится к плоскому контакту. При наличии волнистости необходимо рассчитать контурную площадь касания A_c , т.к.

фактические пятна контакта ферромагнитной жидкости с поверхностью втулки будут возникать на поверхностях волн (эллипсоидов).

Имеем

$$\eta_1 = \eta_2 \cdot \eta_3; \quad \eta_2 = \frac{A_{\Gamma}}{A_c}; \quad \eta_3 = \frac{A_c}{A_a}.$$

где A_{Γ} – фактическая площадь контакта; A_c – контурная площадь контакта; A_a – номинальная площадь контакта.

Контурная площадь контакта A_c определяется по формуле

$$A_c = A_B \cdot n_B \quad (15)$$

где A_B – площадь поверхности одной волны (эллипсоида); n_B – количество волн на поверхности.

Общая формула для вычисления площади поверхности эллипсоида общего вида с полуосями $a_1 > b_1 > c_1$:

$$A_B = 2\pi \left(c_1^2 + \frac{c_1^2 b_1}{\sqrt{a_1^2 - c_1^2}} F(\lambda; k) + b_1 \sqrt{a_1^2 - c_1^2} \cdot E(\lambda; k) \right) \quad (16)$$

где

$$K = \frac{a_1^2 (b_1^2 - c_1^2)}{b_1^2 (a_1^2 - c_1^2)}; \quad \lambda = \arcsin \sqrt{\frac{a_1^2 - c_1^2}{a_1}}$$

$F(\lambda; K)$ и $E(\lambda; K)$ – эллиптические интегралы первого и второго рода

$$F(\lambda; K) = \int_0^{\lambda} \frac{ds}{\sqrt{1 - K^2 \cdot \sin^2 \varphi}}; \quad E(\lambda; K) = \int_0^{\lambda} \sqrt{1 - K^2 \cdot \sin^2 \varphi} \cdot d\varphi$$

Эллиптические интегралы не берутся в элементарных функциях, для их вычисления нужно пользоваться численными методами интегрирования, либо таблицами.

Количество волн на поверхности определяется по формуле

$$n_B = \frac{A_a}{l_{\text{пр}} \cdot l_{\text{поп}}} \quad (17)$$

где $\ell_{\text{пр}}$ и $\ell_{\text{поп}}$ – длины волн поверхностей в продольном и поперечном направлениях.

Подставляя (17) и (16) в (15) получим

$$A_c = A_b \cdot n_b = 2\pi \left(c_1^2 + \frac{c_1^2 b_1}{\sqrt{a_1^2 - c_1^2}} F(\lambda; k) + b_1 \sqrt{a_1^2 - c_1^2} \cdot E(\lambda; k) \right). \quad (18)$$

$$\frac{A_a}{\ell_{\text{пр}} \cdot \ell_{\text{поп}}}$$

Или

$$\eta_3 = \frac{A_c}{A_a} = 2\pi \left(c_1^2 + \frac{c_1^2 b_1}{\sqrt{a_1^2 - c_1^2}} F(\lambda; k) + b_1 \sqrt{a_1^2 - c_1^2} \cdot E(\lambda; k) \right) \quad (19)$$

$$\frac{1}{\ell_{\text{пр}} \cdot \ell_{\text{поп}}}$$

Из формулы (14) имеем:

$$\eta_1 = \frac{A_r}{A_a} = \left(\frac{0,53 \cdot b \cdot \frac{1}{2^{2V}} \cdot \pi (1 - \mu^2) R^{0,5}}{\frac{1}{2^{2V}} \cdot K_2 \cdot V \cdot R_{\text{max}}} \right)^{\frac{2V}{2V+1}} \left(\frac{P}{A_a \cdot E} \right)^{\frac{2V}{2V+1}}.$$

При наличии волнистости фактическую площадь надо относить не к номинальной, а к контурной [2].

$$\eta_2 = \frac{1}{2} b \cdot \left(\frac{1,06\pi \cdot (1 - \mu^2) R^{0,5}}{K_2 \cdot V \cdot b \cdot R_{\text{max}}^{0,5} \cdot E} \right)^{\frac{2V}{2V+1}} \left(\frac{P_i}{A_{ci}} \right)^{\frac{2V}{2V+1}}.$$

где P_i – нагрузка на одну контурную площадку A_{ci} , но так как

$$P_i = \frac{P}{n_b}, \text{ то}$$

$$\begin{aligned}
 \eta_2 &= \frac{1}{2} \cdot b \cdot K^{\frac{2V}{2V+1}} \left(\frac{P}{n_b \cdot A_{ci}} \right)^{\frac{2V}{2V+1}} = \frac{1}{2} \cdot b \cdot K^{\frac{2V}{2V+1}} \left(\frac{P}{A_c} \right)^{\frac{2V}{2V+1}} = \\
 &= \frac{1}{2} \cdot b \cdot K^{\frac{2V}{2V+1}} \left[\frac{P \cdot \ell_{np} \cdot \ell_{ноп}}{A_a \cdot 2\pi \left(c_1^2 + \frac{c_1^2 b_1}{\sqrt{a_1^2 - c_1^2}} F(\lambda; k) + b_1 \sqrt{a_1^2 - c_1^2} \cdot E(\lambda; k) \right)} \right]^{\frac{2V}{2V+1}} \quad (20) \\
 &= \frac{1}{2} \cdot b \cdot K^{\frac{2V}{2V+1}} \left[\left(\frac{P}{A_a} \right) \cdot \frac{\ell_{np} \cdot \ell_{ноп}}{2\pi \left(c_1^2 + \frac{c_1^2 b_1}{\sqrt{a_1^2 - c_1^2}} F(\lambda; k) + b_1 \sqrt{a_1^2 - c_1^2} \cdot E(\lambda; k) \right)} \right]^{\frac{2V}{2V+1}}
 \end{aligned}$$

где
$$K = \left(\frac{1,06\pi \cdot (1 - \mu^2) R^{0,5}}{K_2 \cdot V \cdot b \cdot R_{\max}^{0,5} \cdot E} \right)$$

Тогда имеем

$$\eta_1 = \eta_2 \cdot \eta_3 = \frac{1}{2} \cdot b \cdot K^{\frac{2V}{2V+1}} \left(\frac{1}{D_1} q \right)^{\frac{2V}{2V+1}} D_1 \quad (21)$$

где

$$D_1 = 2\pi \left(c_1^2 + \frac{c_1^2 b_1}{\sqrt{a_1^2 - c_1^2}} F(\lambda; k) + b_1 \sqrt{a_1^2 - c_1^2} \cdot E(\lambda; k) \right) \cdot \frac{1}{\ell_{np} \cdot \ell_{ноп}}$$

Формула (21) необходима для расчета фактической площади контакта поверхности вала (для случая расположения вершин волн на одном уровне) с прослойкой из ферромагнитной жидкости, а также и для определения момента трения [3-7].

По такой же методике можно рассчитать фактическую площадь контакта внутренней поверхности втулки с прослойкой из ферромаг-

нитной жидкости для случая расположения вершин волн на одном уровне.

Момент трения в этих условиях определяется величиной рабочего зазора, включающего толщину слоя магнитной жидкости, величины волн и шероховатости поверхности вала и внутренней поверхности втулки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Рыжов, Э.В.** Технологическое управление геометрическими параметрами контактирующих поверхностей / Э. В. Рыжов. В кн.: Расчетные методы оценки трения и износа. – Брянск, Приорское книжное издательство. – 1975. – С. 98–138.
2. **Демкин, Н.Б., Рыжов Э.В.** Качество поверхности и контакт деталей машин / Н.Б. Демкин, Э.В. Рыжов. – М.: Машиностроение, 1981.–244 с.
3. **Полетаев, В.А.,** Перминов С.М., Пахолкова Т.А. Исследование магнитного поля в рабочем зазоре с шероховатой магнитопроводящей поверхностью трения / В.А. Полетаев, С.М. Перминов, Т.А. Пахолкова, // Вестник ИГЭУ. Вып.2–Иваново, 2012. С. 36-39
4. **Полетаев, В.А.,** Пахолкова Т.А., Власов А.М. Установка для исследования величины рабочего зазора на момент трения магнитоожидкостных устройств / В.А. Полетаев, Т.А. Пахолкова, А.М. Власов // Трение и смазка в машинах и механизмах. – Москва. – М.: «Машиностроение». – 2013- № 9. С.29-31.
5. **Полетаев В.А.,** Перминов С.М., Пахолкова Т.А. Влияние рабочего зазора на момент трения магнитоожидкостных устройств / В.А. Полетаев, С.М. Перминов, Т.А. Пахолкова, // Трение и смазка в машинах и механизмах. – Москва. – М.: «Машиностроение». – 2013. – № 11. – С.3-6
6. **Полетаев, В.А.,** Пахолкова Т.А, Власов А.М. Расчет фактической площади контакта в подшипниках скольжения при граничной смазке / В.А. Полетаев, Т.А. Пахолкова, А.М. Власов // 16-я Международная Плеская научная конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям. Сборник материалов конференции. Плес, 9-12 сентября 2014 года. / ФГБОУ ВПО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина, 2014. С. 360 – 368.
7. **Полетаев В.А.,** Перминов С.М., Пахолкова Т.А., Власов А.М., Исследование влияния качества поверхности магнитных полюсов на момент трения магнитоожидкостных герметизаторов / В.А. Полетаев, С.М. Перминов, Т.А. Пахолкова, А.М. Власов // Трение и смазка в машинах и механизмах. – Москва. – М.: «Машиностроение». – 2014. – № 9. – С.38- 43

НОВЫЕ КОНСТРУКЦИИ КОМБИНИРОВАННЫХ МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ УПЛОТНЕНИЙ

**Топоров А.В., Полетаев В.А., Покровский А.А.,
Киселев В.В., Пучков П.В., Зарубин В.П.**
ФГБОУВПО "Ивановская пожарно-спасательная
академия ГПС МЧС России "
ФГБОУВПО "Ивановский государственный энергетический
университет имени В.И. Ленина"
г.Иваново, Российская Федерация, E-mail: led@dsn.ru

Аннотация: Рассмотрены новые конструкции комбинированных магнито-жидкостных уплотнений, которые позволят решить задачу повышения работоспособности техники, продления ее срока службы и снижения эксплуатационных расходов.

Ключевые слова: контактные уплотнения, бесконтактные уплотнения, магнитная индукция, комбинированное уплотнение, магнитная жидкость, магнит.

NEW CONSTRUCTION COMBINED MAGNETIC FLUID SEAL

**Топоров А.В., Poletaev V.A., Pokrovskij A.A.,
Kiselev V.V., Puchkov P.V., Zarubin V.P.**
Ivanovo Fire and Rescue Academy GPS Russian Ministry of Emergency
Situations, Ivanovo State Power Engineering University
Ivanovo, Russian Federation, E-mail: led@dsn.ru

Abstract: We consider the new design of the combined magnetic fluid seals, which can solve the problem of increasing efficiency technology, the extension of its service life and reduce operating costs.

Key words: seals, non-contact seal, the magnetic induction, the combined seal, magnetic fluid, a magnet



ТОПОРОВ Алексей Валериевич – доцент кафедры механики, ремонта и деталей машин ФГБОУ ВО Ивановской пожарно-спасательной академии ГПС МЧС России, канд. техн. наук. Закончил в 1997 году Ивановский государственный энергетический университет. Топоровым А.В. опубликовано свыше 150 научных работ. Является соавтором 11 патентов РФ на изобретения и полезные модели.



ПОЛЮТАЕВ Владимир Алексеевич окончил Ивановский энергетический институт в 1976 г. В 1997 г. защитил докторскую диссертацию. Доктор технических наук, профессор кафедры Технологии машиностроения ИГЭУ. Опубликовал более 250 трудов. Является соавтором 40 патентов РФ на изобретения и полезные модели.



ПОКРОВСКИЙ Аркадий Алексеевич - доцент кафедры механики, ремонта и деталей машин ФГБОУ ВО Ивановской пожарно-спасательной академии ГПС МЧС России, канд. техн. наук. Закончил в 1996 году Ивановский государственный химико-технологический университет. Покровским А.А. опубликовано свыше 100 научных работ. Является соавтором 3 патентов РФ на полезные модели.



КИСЕЛЕВ Вячеслав Валериевич – начальник кафедры механики, ремонта и деталей машин ФГБОУ ВО Ивановской пожарно-спасательной академии ГПС МЧС России, канд. техн. наук, доцент. Закончил в 1999 году Ивановскую государственную текстильную академию. Киселевым В.В. опубликовано свыше 150 научных работ. Является соавтором 5 патентов РФ на изобретения и полезные модели.



ЗАРУБИН Василий Павлович – старший преподаватель кафедры механики, ремонта и деталей машин ФГБОУ ВО Ивановской пожарно-спасательной академии ГПС МЧС России, канд. техн. наук, доцент. Закончил в 2003 году Ивановскую государственную сельскохозяйственную академию. Зарубиным В.П. опубликовано свыше 80 научных работ. соавтором 4 патентов РФ на изобретения.



ПУЧКОВ Павел Владимирович – старший преподаватель кафедры механики, ремонта и деталей машин ФГБОУ ВО Ивановской пожарно-спасательной академии ГПС МЧС России, канд. техн. наук. Закончил в 2004 году Ивановский государственный энергетический университет. Пучковым П.В. опубликовано свыше 130 научных работ. Является соавтором 16 патентов РФ на изобретения и полезные модели.

Часто работоспособность целого агрегата зависит от работоспособности уплотнительного устройства, поэтому повышение эксплуатационных параметров уплотнений, их безотказность и долговечность – один из путей повышения надежности и долговечности технических систем.

В настоящее время для герметизации вращающихся валов применяется целый ряд уплотнительных устройств, имеющих свои достоинства и недостатки [1, 2]. Например, к недостаткам контактных уплотнений относятся: высокие потери на трение, высокий момент сопротивления, наличие утечек. Использование смазочного материала не всегда позволяет решить проблемы связанные с трением, поскольку встает вопрос об удержании смазки в зоне контакта рабочих частей

уплотнения с валом. Бесконтактные уплотнения имеют низкий момент трения, малый износ рабочих элементов, однако им присущи некоторые недостатки: малый удерживаемый перепад давлений, а в некоторых случаях принципиальная негерметичность (щелевые, лабиринтные уплотнения), повышенные требования к точности изготовления, необходимость обеспечения постоянства рабочего зазора, (магнитожидкостные уплотнения) что требует установки дополнительных опорных подшипников и приводит к увеличению габаритов узла [3].

Комбинированные уплотнения позволяют добиться рационального сочетания рабочих характеристик контактных и магнитожидкостных уплотнений и взаимно скомпенсировать их недостатки. В комбинированных уплотнениях магнитная жидкость может применяться не только как уплотнительная среда, но и в качестве смазочного материала, для смазки трущихся частей уплотнительных устройств [4].

Таким образом, актуальной задачей является разработка новых конструкций комбинированных уплотнительных устройств. Среди применяемых в настоящее время контактных уплотнений широко распространены торцевые уплотнения. Торцевое уплотнение состоит в основном из трех элементов: двух колец (вращающегося и неподвижного) образующих плоскую пару трения и упругого элемента обеспечивающего контакт в паре трения. Обеспечение смазывания колец таких уплотнений является актуальной задачей.

Смазка трущихся частей торцевого уплотнения может осуществляться при помощи магнитной жидкости [4]. В этом случае магнитная жидкость удерживается в области трения магнитными силами, возникающими при наложении магнитного поля. Для создания магнитного поля в уплотнение должна устанавливаться магнитная система.

Выбрать наиболее рациональную конструкцию магнитной системы можно лишь на основании ее магнитного расчета. Основными результатами расчета магнитного поля являются распределение магнитной индукции и картина магнитного поля. По этим параметрам возможно провести оценку магнитной системы уплотнения.

Критериями оценки в этом случае являются:

1. Максимальная величина магнитной индукции в рабочей области уплотнения;
2. Распределение магнитного поля в рабочей зоне уплотнения.

Применительно к комбинированным уплотнениям наиболее важным для достижения результата является именно удержание магнитной жидкости в области трения (второй критерий). По опыту конструирования комбинированных магнитожидкостных уплотнений максимальная величина магнитной индукции в рабочей области, достаточ-

ная для удержания магнитной жидкости, должна составлять $0.05 - 0.1$ Тл [4].

Для герметизации объемов с низким и средним давлением предложена новая конструкция комбинированного торцевого магнитожидкостного уплотнения [5] (рис. 1).

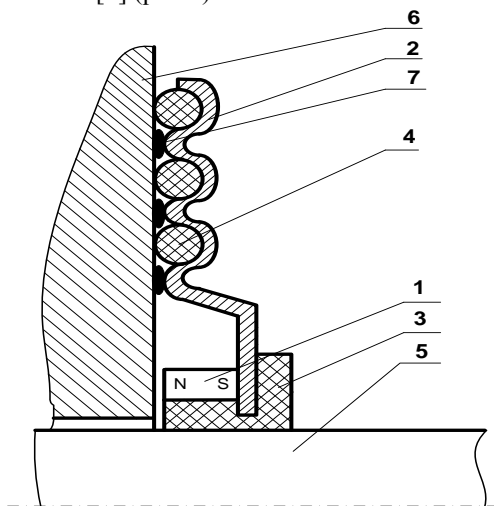


Рис. 1. Комбинированное торцевое магнитожидкостное уплотнение:
1 – кольцевой постоянный магнит; 2 – подвижный магнитопровод волнообразной формы; 3 – втулка; 4 – кольца из немагнитного материала; 5 – вал уплотняемого устройства; 6 – неподвижный магнитопровод; 7 – магнитная жидкость

Уплотнение состоит из кольцевого постоянного магнита 1, подвижного магнитопровода волнообразной формы 2, примыкающего к постоянному магниту 1. Кольцевой постоянный магнит 1 и подвижный магнитопровод волнообразной формы 2 закрепляются на втулке из эластомерного материала 3. Во впадины подвижного магнитопровода волнообразной формы 2 устанавливаются кольца из немагнитного материала с низким коэффициентом трения 4. Втулка из эластомерного материала 3 устанавливается на валу уплотняемого устройства 5. В качестве неподвижного магнитопровода 6 используется деталь корпуса уплотняемого устройства. Магнитная жидкость 7 помещается в зазор между выступами подвижного магнитопровода волновой формы 2 и неподвижным магнитопроводом 6. В представленном уплотнении кольца из немагнитного материала с низким коэффициентом трения препятствуют изменению зазора между корпусом уплотняемого устройства и выступами подвижного магнитопрово-

да под действием магнитных сил, чем обеспечивается необходимая величина рабочего зазора уплотнения. В тоже время возникающие магнитные силы препятствуют перемещению подвижного магнитопровода в направлении корпуса.

Результаты расчета магнитного уплотнения представлены на рис.2. Магнитный расчет производился с использованием программного комплекса, реализующего метод конечных элементов для расчета магнитных задач. Линии магнитного потока (рис.2а) концентрируются в рабочей области уплотнения. Максимальная величина магнитной индукции (рис.2б) достигает 0,2 Тл, что достаточно для удержания магнитной жидкости в рабочей зоне уплотнения.

Несмотря на решение проблемы удержания магнитной жидкости в зоне трения и обеспечение постоянства рабочего зазора такое уплотнение не может применяться для герметизации радиальных зазоров.

Несмотря на решение проблемы удержания магнитной жидкости в зоне трения и обеспечение постоянства рабочего зазора такое уплотнение не может применяться для герметизации радиальных зазоров.

На рис.3 представлена схема радиального комбинированного магнитожидкостного уплотнения вала [6].

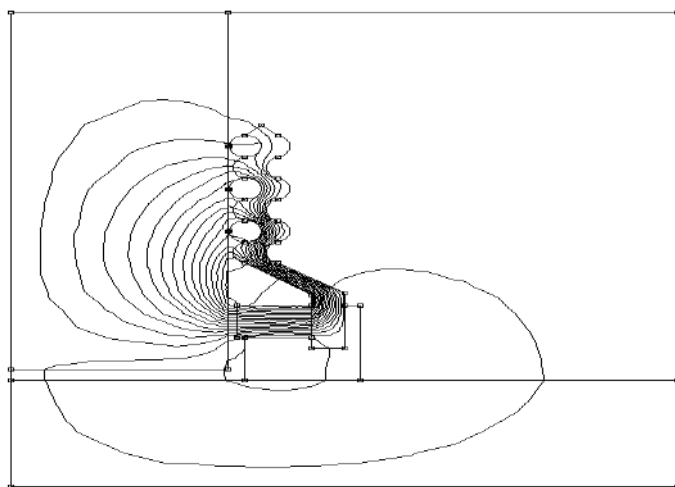
Уплотнение состоит из кольцевого постоянного магнита 1, магнитопроводов волнообразной формы 2, примыкающих к постоянному магниту 1. Кольцевой постоянный магнит 1 и магнитопроводы волнообразной формы 2 закрепляются во втулке из эластомерного материала 3. Во впадины магнитопроводов волнообразной формы 2 устанавливаются кольца из немагнитного материала с низким коэффициентом трения 4.

Втулка из эластомерного материала 3 устанавливается в корпус уплотняемого устройства 5. В качестве подвижного магнитопровода 6 используется вал уплотняемого устройства. Магнитная жидкость 7 помещается в зазор между выступами магнитопроводов волновой формы 2 и валом 6.

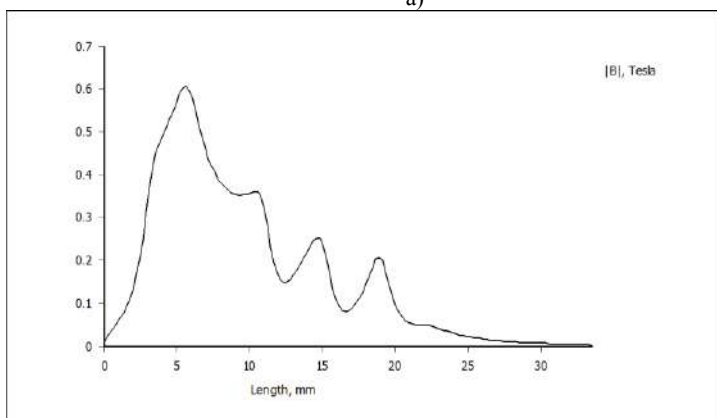
Аналогично предыдущей конструкции, кольца из немагнитного материала с низким коэффициентом трения препятствуют изменению зазора между валом и выступами магнитопроводов возникающим в результате несоосности вала, вибраций и по другим причинам. При этом перемещения магнитопроводов компенсируются за счет упругих свойств втулки из эластомерного материала.

Результаты магнитного расчета уплотнения представлены на рис.4. Как видно из картины магнитного поля, линии магнитного потока в рабочем зазоре концентрируются на волнообразных выступах магнитопроводов волнообразной формы, обращенных к валу. Величи-

на магнитной индукции в рабочем зазоре составляет 0,25 Тл. На основании приведенных данных можно утверждать, что уплотнение будет обеспечивать удержание определенного перепада давлений, зависящего от количества волнообразных выступов и параметров магнитной системы. Удерживаемая в рабочей области уплотнения магнитная жидкость так же будет выступать в качестве смазки колец из немагнитного материала.



а)



б)

Рис. 2. Результаты расчета магнитного уплотнения: а – картина магнитного поля; б – график распределения магнитной индукции в рабочей области уплотнения

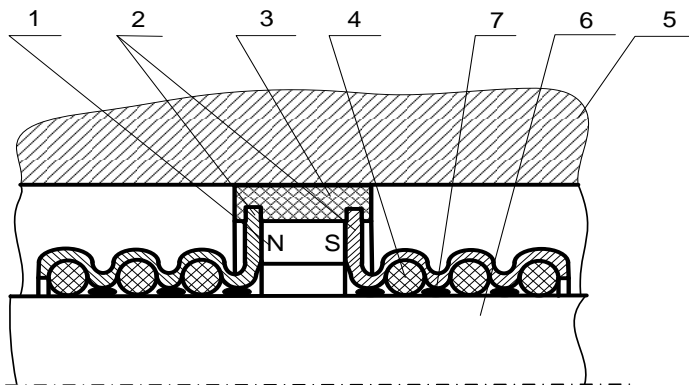


Рис.3. Комбинированное торцовое магнитожидкостное уплотнение:

- 1 – кольцевой постоянный магнит; 2 – магнитопровод волнообразной формы;
- 3 – втулка; 4 – кольца из немагнитного материала; 5 – корпус уплотняемого устройства;
- 6 – вал уплотняемого устройства; 7 – магнитная жидкость

Особенностью предложенных конструкций комбинированных магнитожидкостных уплотнений является необходимость использования постоянного магнита в качестве источника магнитного поля и магнитопроводов для создания магнитного поля в рабочей области уплотнения.

Исключение постоянного магнита и магнитопроводов из конструкции уплотнения позволит значительно уменьшить его габариты при сохранении основных рабочих характеристик.

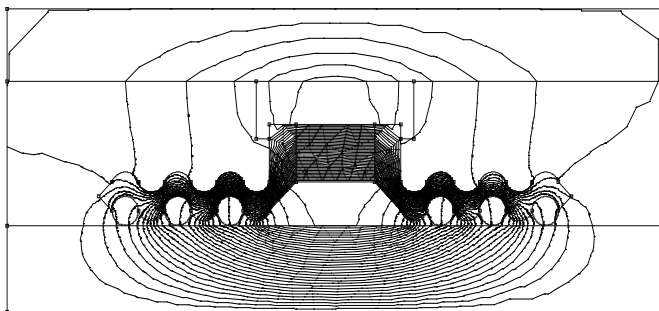


Рис.4. Картина магнитного поля

На рис.5 представлена конструкция комбинированного магнито-жидкостного уплотнения в сборе. Уплотнение содержит кольца из магнитоэластомерного материала 1, сепаратор 2, изготовленный из

пластмассы и имеющий кольцевые волнообразные изгибы круглого профиля, установлен во втулку 3 изготовленную из эластомерного материала, помещенной в корпус 4 уплотняемого устройства. Магнитная жидкость 5 помещается между валом 6 и кольцами из магнитоэластомерного материала 1 и удерживается там магнитными силами.

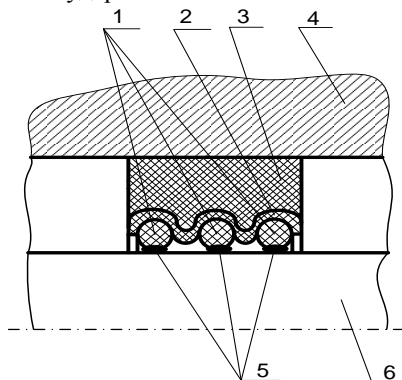


Рис.5. Комбинированное магнитожидкостное уплотнение в сборе: 1 – кольца магнитного эластомерного материала; 2 – сепаратор; 3 – втулка; 4 – корпус уплотняемого устройства; 5 – магнитная жидкость; 6 – вал

Возникающие перемещения сепаратора, как и в предыдущем случае компенсируются за счет упругих свойств эластомерного материала втулки. Магнитная жидкость концентрируется в зоне контакта колец из магнитоэластомерного материала с валом, где величина магнитной индукции составляет 0,08 Тл (рис. 6), образуя герметичные кольцевые пробки.

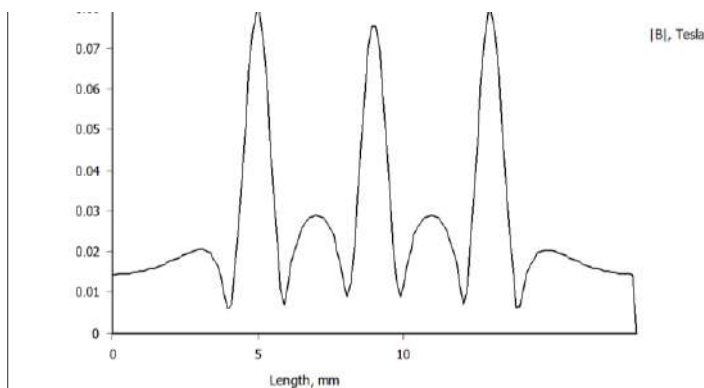


Рис.6. Кривая распределения магнитной индукции в рабочей области

Перепад давлений, удерживаемый уплотнением, определяется суммой перепадов всех магнитожидкостных пробок. Так же магнитная жидкость выступает в качестве смазки при трении между кольцами из магнитоэластомерного материала и валом.

Выводы

Разработанное комбинированное магнитожидкостное уплотнение будет иметь меньшие габаритные размеры, по сравнению с представленными выше конструкциями. Представленные конструкции комбинированных магнитожидкостных уплотнений позволяют решить задачу повышения работоспособности техники, продлить срок службы, снизить эксплуатационные расходы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1.Уплотнения** и уплотнительная техника: Справочник / А.А. Кондаков, А.И. Голубев, В.Б. Овандер и др.; Под общ. ред. А.И. Голубева, Л.А. Кондакова. - М.: Машиностроение, 1986- 464 с.
- 2.Киселев В.В., Топоров А.В., Пучков П.В.** Перспективы применения магнито-жидкостных устройств в пожарной и аварийно-спасательной технике.// Научные и образовательные проблемы гражданской защиты. – 2010. - №2. – С. 63–64.
- 3.Магнитные жидкости** в машиностроении / Д.В. Орлов, Ю.О. Михалёв, Н.К. Мышкин и др.: Под общ. Ред. Д.В. Орлова, В.В. Подгоркова. - М.: Машиностроение, 1993. - 272 с.
- 4.Топоров А.В.** Разработка комбинированных магнитожидкостных уплотнений и исследование их трибологических характеристик: диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук / Иваново, 2000. – 175 с.
- 5.Топоров А.В., Топорова Е.А., Пучков П.В.** Комбинированное торцовое магнитожидкостное уплотнение. Патент на полезную модель RU 88407 U1 22.05.2009
- 6.Топоров А.В, Малый И.А., Потемкина О.В., Никитина С.А., Пучков П.В., Топорова Е.А., Покровский А.А.** Комбинированное магнитожидкостное уплотнение вала. Патент на полезную модель RU 135048 U1 20.06.2013.

РАЗВИТИЕ ТЕХНОЛОГИИ ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТОЖИДКОСТНЫХ УСТРОЙСТВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ БИБЛИОТЕК ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

Тихонов А.И.¹, Казаков Ю.Б., Севрюгов Д.М., Пайков И.А.
ФГБОУВПО «Ивановский государственный энергетический
университет имени В.И. Ленина», г. Иваново, Российская Федерация,
E-mail: ait@dsn.ru¹

Аннотация: Разработанная в ИГЭУ оригинальная технология численного исследования электромеханических устройств позволяет организовать программу численного эксперимента, состоящего в параметрической генерации полевой и цепной моделей и серии расчетов по заданному алгоритму, реализуя тем самым возможности, характерные для современных САЕ-систем. Данная технология построена на основе динамически подключаемых библиотек, способных интегрироваться с произвольно выбранными математическими пакетами или пользовательскими приложениями, поставляя в них функционал конечно-элементного моделирования физических полей и расчета электрических цепей. В отличие от САЕ-систем имеется возможность выхода за пределы характерного для них функционала путем создания гибких программ численного исследования технических устройств средствами базового математического процессора. В настоящее время данная технология адаптируется к задачам исследования магнитожидкостных устройств.

Ключевые слова: численное моделирование физических процессов, конечно-элементная модель магнитного поля, модель электрической цепи, параметрический генератор модели, численный эксперимент.

DEVELOPMENT TECHNOLOGY RESEARCH MAGNETORHEOLOGICAL FLUID DEVICE USING LIBRARIES NUMERICAL MODELING OF PHYSICAL PROCESSES

Tikhonov A.I.¹, Kazakov Yu.B., Sevryugov D.M., Paykov I.A.
Ivanovo State Power Engineering University, Ivanovo, Russian Federation,
E-mail: ait@dsn.ru¹

Abstract: Developed in ISPU original technology of numerical studies of electromechanical devices allows you to organize pro-gram numerical experiment, consisting in the field of parametric generation and chain models and series of calculations for a given algorithm, thereby realizing the opportunities that are typical for modern CAE systems. This technology is based on a dynamic-link libraries that can be integrated with randomly selected mathematical packages or custom applications, delivering them in a functional finite element modeling of physical fields and calculation of electrical circuits. Unlike CAE systems have the ability to go beyond their intrinsic functionality by creating flexible programs of numerical investigation of

technical devices with basic mathematical processor. Currently, this technology is adapted to the objectives of the study magnetic-devices.

Keywords: numerical modeling of physical processes, finite element model of the magnetic field model of an electric circuit parametric oscillator model, numerical experiment.



Тихонов Андрей Ильич в 1986 году окончил Ивановский энергетический институт. В 2007 году защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора технических наук по теме "Разработка моделей и методов анализа и синтеза решений в автоматизированном проектировании электромеханических устройств". Имеет 375 научных публикации, в том числе 172 статьи, 11 учебных пособий, 14 монографий, авторское свидетельство, 2 патента РФ на полезные модели, 27 свидетельств на программные продукты. В настоящее время работает в должности заведующего кафедрой физики ИГЭУ.



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



СЕВРЮГОВ Денис Михайлович в 2010 году окончил Ивановский государственный энергетический университет по специальности инженер-электромеханик. В 2013 году окончил аспирантуру на кафедре физики Ивановского государственного энергетического университета по специальности «Математическое моделирование». Имеет 20 научных публикаций, в том числе 11 статей, 1 учебное пособие, 2 свидетельства на программные продукты.



ПАЙКОВ Игорь Александрович в 2013 году окончил Ивановский государственный энергетический университет по специальности инженер-электромеханик. В 2013 году поступил в аспирантуру ИГЭУ на кафедре физики Ивановского государственного энергетического университета по специальности «Системы автоматизации проектирования». Имеет 21 научную публикацию, в том числе 12 статей, 1 монография, 2 свидетельства на программные продукты.

Одной из особенностей современных научных исследований в области магнитножидкостных устройств (МЖУ) является использование численных моделей физических полей, основанных в первую очередь на методе конечных элементов (МКЭ). В настоящее время для этих целей используются, как правило, системы инженерного анализа, по-

лучивших название САЕ-систем (Computer-Aided Engineering). К числу наиболее распространенных в России САЕ-систем, используемых при моделировании МЖУ, можно отнести такие пакеты, как ANSYS, COMSOL, COSMOS и др. Лидером САЕ-систем в области электромеханики, позволяющим решать задачи расчета стационарных и нестационарных физических полей в 2D- и 3D-постановке совместно с электрической цепью является пакет ANSYS Maxwell.

Наиболее распространенным российским аналогом является САЕ-система EICut. В отличие от ANSYS Maxwell данный пакет может решать задачи только в 2D-постановке. Однако известно, что до 80% всех задач электромеханики можно решить в двухмерной постановке. Кроме того, для полноценного решения 3D-задач в настоящее время компьютерная техника еще приспособлена достаточно плохо.

К числу главных недостатков современных САЕ-систем в плане реализации полномасштабного численного исследования МЖУ можно отнести их автономность и относительную закрытость, существенно осложняющую стыковку различных систем друг с другом. Это вынуждает разработчиков САЕ-систем постоянно расширять функционал, пытаясь охватить в рамках одного пакета максимально возможное количество решаемых задач. В результате САЕ-системы относятся к числу наиболее дорогостоящих компьютерных продуктов, приобрести которые зачастую не могут даже крупные производственные концерны. При этом ни одна САЕ-система не способна удовлетворить все потребности разработчиков МЖУ, так как при этом предполагается наличие произвольной программы численного исследования с использованием комбинации моделей, создаваемых и рассчитываемых с помощью разных математических пакетов.

Определенный выход в этом плане предлагает пакет COSMOS, в котором реализован интерфейс с математическим процессором MatLab, что позволяет осуществлять программирование численного эксперимента и обработку его результатов с использованием инструментов MatLab. Это расширяет возможности моделирования, выводя его далеко за пределы функционала САЕ-систем. Тем не менее, проблема остается, особенно если исследователь использует какой-то другой математический пакет или собственные программные разработки, работа которых опирается на результаты полевых расчетов.

Таким образом, актуальной является проблема разработки технологии моделирования физических процессов в технических устройствах, в частности, в МЖУ, способной разворачиваться на базе произвольного набора доступных программных средств, обеспечивая решение всего круга задач, охватываемых современными САЕ-системами,

позволяя при этом гибко комбинировать модели, создаваемые в разных математических пакетах и пользовательских приложениях, выходя при этом за пределы возможностей современных САЕ-систем.

Анализ функционала САЕ-систем показывает, что для построения такой технологии необходимо наличие, по крайней мере, двух компонентов, выполненных в форме динамически подключаемых библиотек, способных интегрироваться с произвольными открытыми или вновь разрабатываемыми приложениями, поставляя в них свой математический аппарат:

- 1) библиотека моделирования физических полей (БМФП);
- 2) библиотека моделирования электрических цепей (БМЭЦ).

Данный минимальный набор, обеспечивающий основной функционал САЕ-систем, может быть расширен в зависимости от специфики круга решаемых задач.

Каждый из этих компонентов должен поставлять в базовое приложение объекты и функции, с помощью которых можно генерировать модели программным образом и организовывать численное исследование моделируемого устройства по заданным программам. Кроме того, каждая библиотека должна поставлять в базовое приложение интерфейсное окно, представляющее собой интегрированную среду, функционал которой позволяет визуализировать результаты численного эксперимента, а также создать и исследовать соответствующую модель в интерактивном режиме. Схема взаимодействия пользователя с данными компонентами представлена на рис. 1.

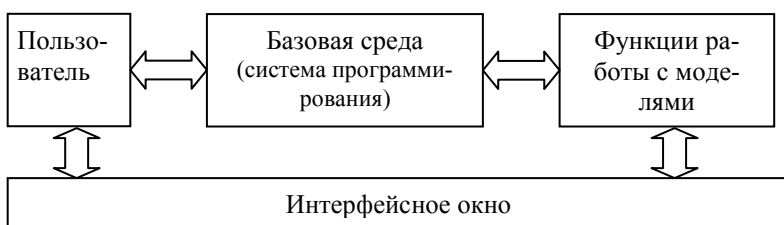


Рис. 1. Схема функционирования компонентов моделирования магнитного поля и электрических цепей

В частности, в ИГЭУ в настоящее время разрабатываются две автономные библиотеки, которые способны обеспечить решение обозначенного круга задач:

- 1) EMLib – библиотека моделирования физических полей методом конечных элементов [1];

-
- 2) ECLib – библиотека моделирования электрических цепей методом переменных состояния [2].

Базовое приложение, в которое интегрируются компоненты, должна иметь встроенную систему программирования (или создаваться в одной из систем программирования). Например, в качестве базового приложения можно использовать математические пакеты MSExcel, MatLab, SciLab, MathCad и т.п. Пользователь напрямую работает как с интерфейсным окном, поставляемым каждым компонентом, так и с функциями (макросами), написанными с использованием функций работы с внешними моделями.

Одним из достоинств компонентной интеграции моделей является возможность параметрической генерации комбинированных моделей по заданному алгоритму, который может предусматривать различные структурные и параметрические деформации расчетной области. Это позволяет, в частности, использовать описываемую технологию при поиске оптимальной конструкции исследуемого устройства.

Параметрический генератор модели представляет собой программный код в среде программирования базового математического пакета, обеспечивающий формирование множества объектов, из которых формируется модель. В частности, конечно-элементная модель строится из множества опорных точек, множества графических примитивов, определяющих геометрию расчетной области, множества подобластей, заполненных однородной средой и множества обмоток, состоящих из множества секций. Все эти множества должны быть сформированы параметрическим генератором конечно-элементной модели, создание которого возлагается на исследователя (принципы разработки параметрических генераторов конечно-элементных моделей подробно изложены в [3]).

В свою очередь обмотки моделируемого устройства (при их наличии) могут быть включены в электрические цепи. Модель электрической цепи строится на основе анализа матрицы соединений электрической цепи, матрицы номиналов элементов электрической цепи и матрицы типов элементов. Разработаны принципы создания параметрических генераторов цепных моделей в среде MSExcel.

Главное достоинство описываемой технологии состоит в возможности формирования и исследования комбинированных моделей, выходящих за пределы изначально заданного функционала CAE-систем. К простейшим комбинированным моделям можно отнести модель электрической цепи, в которую включены обмотки электромеханического устройства. Номиналы некоторых элементов электрических цепей (например, матрицы индуктивностей и емкостей) могут быть рас-

считаны с использованием полевых моделей. Расчет может осуществляться как путем непосредственного обращения к полевой модели на каждом шаге процесса интегрирования по времени, так и путем реализации предварительной серии расчетов магнитного поля при разных значениях токов в обмотках с последующей многомерной аппроксимацией полученных матриц и передачей их в цепную модель. Такие модели настолько типичны, что их формирование и исследование входит в круг задач современных CAE-систем. Методика построения комбинированных динамических моделей с использованием библиотек EMLib и ECLib описана в частности в [4, 5].

Более сложные варианты комбинирования моделей разного типа CAE-системы реализовать не в состоянии. К таким моделям, в частности, можно отнести модели магнитожидкостных устройств, приведенные в [6, 7]. Здесь результаты расчета магнитного поля в магнитожидкостном уплотнении (рис. 2) используется для определения положения магнитной жидкости (рис. 3), после чего расчетная область автоматически перестраивается, вновь рассчитывается магнитное поле, определяется критический удерживаемый перепад давления. Одновременно в среде MatLab рассчитывается поле скоростей разных слоев магнитной жидкости (рис. 4). При этом конечно-элементная задача комбинируется с моделью, построенной на основе метода Монте-Карло.

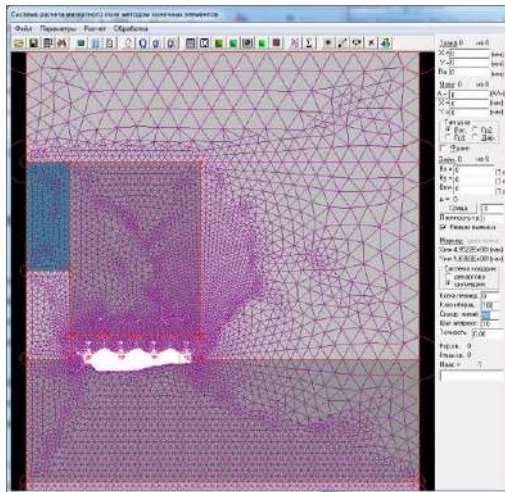


Рис. 2. Конечно-элементная модель МЖУ, созданная с помощью библиотеки EMLib и параметрического генератора модели в среде MSeExcel

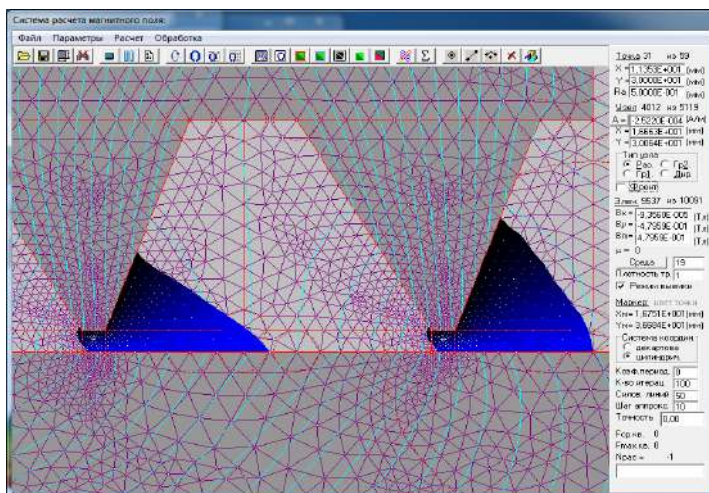


Рис. 3. Определенное на основе результатов расчета магнитного поля положение магнитной жидкости

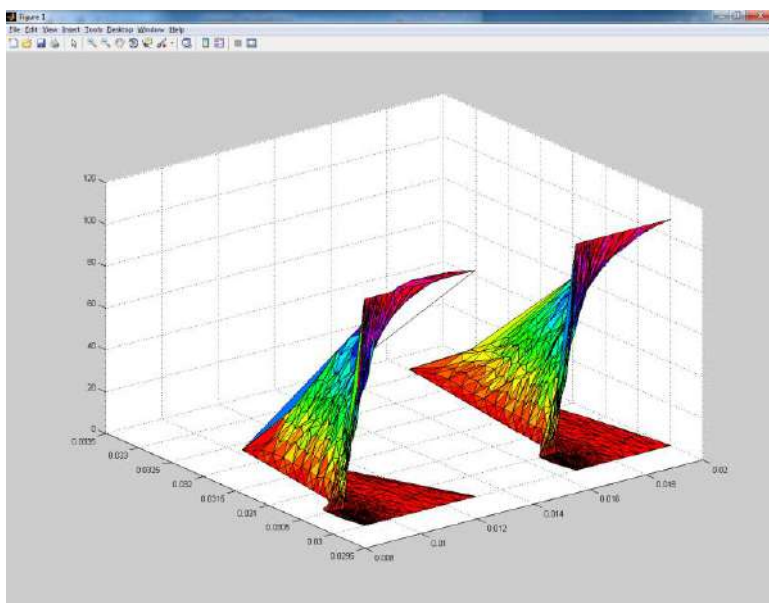


Рис. 3. Трехмерная визуализация результатов расчета поля скоростей жидкости, смоделированное в среде MatLab методом Монте-Карло на основе результатов расчета магнитного поля

Построение данной модели потребовало состыковки в рамках единой программы численного эксперимента трех систем: MSExcel, MatLab, EMLib (в данном эксперименте библиотека ECLib не использовалась).

В качестве вывода можно отметить, что попытка вместить в рамках единой САЕ-системы функционал для решения исчерпывающего круга инженерных задач делает систему неоправданно тяжеловесной и дорогостоящей. В то же время разложение данной системы на множества дешевых автономных компонентов, реализующих частные задачи в рамках обозначенного класса задач, легко внедряемых в любое открытое или вновь разрабатываемое прикладное приложение, позволяет существенно расширить системный функционал и решить даже те задачи, которые изначально не предполагались при создании этих компонентов. Поэтому описанная здесь технология исследования магнитоидкостных устройств с использованием библиотек численного моделирования физических процессов является перспективной.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Тихонов А.И., Булатов Л.Н.** Платформенезависимая библиотека конечно-элементного моделирования магнитного поля / Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ. – М.: Федеральная служба по интеллектуальной собственности, патентам и товарным знакам. –№ 2011614852. Заявка № 2011613040, приоритет от 28.04.2011, Зарегистрировано в Реестре программ для ЭВМ 22.06.2011.
2. **Тихонов А.И.** Динамически подключаемая библиотека моделирования электрических цепей / Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ. – М.: Федеральная служба по интеллектуальной собственности, патентам и товарным знакам. № 2013618819. Заявка № 2013616487, приоритет от 25.07.2013, Зарегистрировано в Реестре программ для ЭВМ 18.09.2013.
3. **Тихонов А.И., Казаков Ю.Б.** Программирование численного эксперимента с использованием конечно-элементной модели магнитного поля в объектах электромеханики / ГОУВПО «Ивановский государственный энергетический университет имени В.И. Ленина». – Иваново, 2008. – 80 с.
4. **Тихонов А.И., Кучеров С.Ю., Лашманов И.М., Рубцов Д.В.** Технология численного исследования электрических машин с использованием библиотеки конечно-элементного моделирования магнитного поля - "Вестник ИГЭУ", 2006, Вып. 3, с. 5-8.
5. **Шмелев А.С., Пайков И.А., Булатов Л.Н.** Методика организации численного исследования электротехнических устройств с использованием библиотеки конечно-элементного моделирования магнитного поля - "Вестник ИГЭУ", 2014, Вып. 1, с. 55-61.
6. **Тихонов А.И., Казаков Ю.Б., Пирогов К.М., Мартынов А.С.** Модель вязкого трения в магнитоидкостном герметизаторе на основе метода Монте-Карло. - "Вестник ИГЭУ", 2012, Вып. 2, с. 44-47.
7. **Казаков Ю.Б., Тихонов А.И.** Технология численного моделирования магнитоидкостного герметизатора с использованием библиотеки моделирования физических полей: Материалы 16-й Плесской научной конференции по нанодисперсным магнитным жидкостям. / Иван. гос. энерг. ун-т. – Плес, 2014. - с. 340 - 346.

АВТОРСКИЙ ИНДЕКС

А

Андриянова А.В. 165
 Анисимов Н.В. 354
 Арефьев И.М. 152, 159, 373
 Афонин М.В. 20
 Ашихмин И.А. 302

Б

Балагуров И.А. 8
 Батрудинов Т.М. 131
 Бахтияров А.В., 38
 Баштовой В.Г. 320, 327
 Беджанян М.А. 280
 Беляков А.Н. 14
 Богословская О.А. 348
 Болотов А.Н. 387
 Борисенко О.В. 280
 Бочарова О.А. 354
 Брусенцов Н.А. 354
 Буркова Е.Н. 107
 Бушуева К.А. 45

В

Виноградова А.С. 296
 Власов А.М. 404, 412
 Втулкина Е.Д. 116, 218

Г

Газарян А.В., 52
 Галагудза М.М. 20
 Гладких Д.В. 124
 Глущенко Н.Н. 348
 Голубева И.С. 354
 Голубятников А.Н. 231
 Гольдина О.А. 218
 Готлиб М. 30
 Гуляев М.В. 354

Д

Демиденко О.В. 373
 Демин М.С. 82
 Диканский Ю.И. 74, 124, 280, 309
 Добброу С. 30
 Добросердова А.Б. 30

Е

Евтушенко М.Б. 74
 Елфимова Е.А. 116, 131, 314

Ж

Жуков А.В. 60, 354
 Жуков В.П. 14

Закинян А.Р. 309
 Зарубин В.П. 421
 Захарова И.Н. 165
 Захлевных А.Н. 88, 94
 Зверев В.С. 131, 314
 Зубарев А.Ю. 212

И

Иванов А.О. 131, 314
 Иванов А.С. 45
 Испирян А.Г. 74

К

Кажан В.А. 265
 Казаков Ю.Б. 66, 178, 430
 Калаева С.З. 165
 Калмыков С.А. 286
 Канторович С.С. 30, 137, 314
 Киселев В.В. 421
 Ковалевская С.Д. 231
 Кожевников В.М. 224, 257
 Колесникова А.А. 124
 Коровин В.М. 265
 Королев Д.В. 20
 Крамаренко Е.Ю. 187
 Кузнецова К.В. 88
 Куникин С.А. 74

Л

Лабкович О.Н. 342
 Лагуткина Д.Ю. 397
 Ларионов Ю.А. 224
 Лашко А.В. 52
 Лебедев А.В. 314
 Лубнин М.С. 94

М

Макаров В.М., 165
 Макаров Д.Ю. 272
 Меркулов Д.И. 101
 Мизонов В.Е. 8
 Митрофанов А.В. 239
 Морозов А.С. 82
 Морозов Н.А. 66, 272
 Морозова Т.Ф. 82
 Моцар А.А. 320, 327
 Мурын И.В. 20
Н
 Налетова В.А. 101, 286, 296
 Нестеров С.А. 66

Нечаева О.А.	280	Севригогов Д.М.	430
Никитин М.П.	354	Семенов В.Г.	20
Никитин П.И.	354	Семеренко Д.А.	38
Новак Е.В.	137	Сизов А.П.	379
Новак И.В.	137	Ситников А.А.	248
Новиков В.В.	387	Соловьева А.Ю.	218
Новикова О.О.	387	Степанов Г.В.	38, 187
О		СТИШКОВ Ю.К.	248, 302, 334
Ольховская И.П.	348	Стороженко А.М.	171, 198, 320
Осипов Д.А.	14	Стороженко П.А.	38
П		Страдомский Ю.И.	178
Пайков И.А.	430	Субботин И.М.	206
Панкратьева И.Л.	354, 368	Т	
Панчук В.В.	20	Тихонов А.И.	430
Пахолкова Т.А.	404, 412	Топоров А.В.	421
Пелевина Д.А.	101, 286	Торопова Я.Г.	20
Петров Д.А.	94	Турков В.А.	101, 286, 296
Печникова Н.А.	20	Ф	
Пирогов Ю.А.	354	Филиппов В.А.	178
Платонов В.Б.	152, 159, 171	Х	
Покровский А.А.	421	Ход М.	30
Полежаева Е.А.	45	Ч	
Полетаев В.А.	404, 412, 421	Чернобай В.А.	342
Полунин В.М.	152, 159, 198	Чеснокова А.А.	165
Полянский В.А.	354, 368	Чириков Д.Н.	212
Пучков П.В.	421	Чирков В.А.	52, 334
Пшеничников А.Ф.	107, 314	Чуенкова И.Ю.	224
Пьянзина Е.С.	143	Ш	
Р		Шабанова И.А.	171, 320
Радионова В.	74	Шипилин А.М.	165
Рахметова А.А.	348	Шмидт А.М.	30
Резникова М.П.	52	BerthiauxH.	8
Рекс А.Г.	320, 327, 342	CameloA.	239
Репин Д.С.	379	GatamelC.	8
Родикова Е.С.	334	OtwinowskiH.	14
Рожков Д.А.	137	TannousK.	239
Ряполов П.А.	152		
Ряполов П.А.	159, 198		
С			
Сайкин М.С.	373, 397		
Самин С.	30		
Санчес П.	137		

**17-я Международная Плесская научная конференция
по нанодисперсным магнитным жидкостям**

Сборник научных трудов

Подписано в печать 10.08.16. Формат 60x84 ¹/₁₆.
Печать плоская. Усл. печ. л. 25,57. Тираж 80 экз. Заказ
ФГБОУВПО «Ивановский государственный энергетический
университет имени В.И. Ленина»
153003, г. Иваново, ул. Рабфаковская, 34
Отпечатано в типографии ООО «ПресСто», 153025,
г. Иваново, ул. Дзержинского, 39, оф. 307.